PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1910. Redaktionsschluß für No. 5 am 21. Februar 1910. II. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Rausch von Traubenberg, Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts. S. 105.

J. Stark, Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen. S. 107.

H. Konen u. W. Jungjohann, Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb. S. 112.

L. Gabelli, Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen. I. Teil. S. 117.

K. Bangert, Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie. S. 123.

H. Barkhausen, Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom. S. 130.

J. J. T. Chabot, Meßmethoden für den Wechselstrominduktor. S. 132.

W. S. Gripenberg, Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes. S. 132.

W. Hillers, Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon. S. 133.

A. Weber, Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie. S. 134.

W. Krebs, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 134.

A. Ansel, Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. S. 135.

Vorträge und Diskussionen von der 81 Naturforscherversammlung zu Salzburg:

H. Rubens, Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot. S. 139.

Besprechungen:

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. Bd. IV. S. 141.

A. Tobler, Elektrische Uhren. S. 143.

O. Mente u. A. Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. S. 144.

Tagesereignisse. S. 144.

Berichtigung. S. 144.

Personalien. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts.

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Bei einer Untersuchung über das Aussehen der Spektrallinien beim Funkenspektrum der Metalle[1]): *U, Bi, Mg, Sn, Sb, Tl, Cd, Al, Zn, Fe, Cu, Te,* war mir aufgefallen, daß im Blau gelegene Funkenlinien des Wismuts eine Krümmung zeigten, und zwar in der Art, daß die der Mitte des Funkens angehörenden Teile Licht von kürzerer Wellenlänge emittierten wie die in der Nähe der Pole befindlichen Teile. Der Übergang ist dabei, von helleuchtenden Punkten abgesehen, die unmittelbar auf den Elektroden sitzen, ein in der spektralen Lichtverteilung stetiger von den Polen bis zur Mitte der Funkenbahn. Die Funkenstrecke mit Wismutelektroden, durch welche sich eine oder zwei mittelgroße Leidener Flaschen unter Verwendung kurzer Zuleitungsdrähte entluden, befand sich parallel zum Spalt. Von dieser wurde nun entweder ein verkleinertes Bild auf den Spalt (parallel zu ihm) entworfen, oder es wurde die Funkenstrecke ohne Verwendung von Linsen ganz nahe an den Spalt herangebracht, was ungefähr dieselbe Wirkung ergibt, wie eine Abbildung der Lichtquelle auf dem Spalt[2]). Der Spektralapparat[3]) bestand aus einem großen Rowlandschen Gitter 99 × 66 mm mit 15031 Strichen pro Zoll, welches im Physikalischen Institut der Petersburger Akademie der Wissenschaften, mit entsprechend großem Kollimator und Fernrohr versehen, in einem gegen Temperatureinflüsse geschützten Raum fest aufgestellt war. Der Apparat war mit einer Vorrichtung zur photographischen Aufnahme der Spektra versehen.

In der beigefügten Figur sind Reproduktionen der erhaltenen Spektrogramme wiedergegeben.

No. I ist das Spektrum zweiter Ordnung des Zinks; es dient als Vergleichsspektrum und zur Orientierung über die Lage der in Frage kommenden Linien.

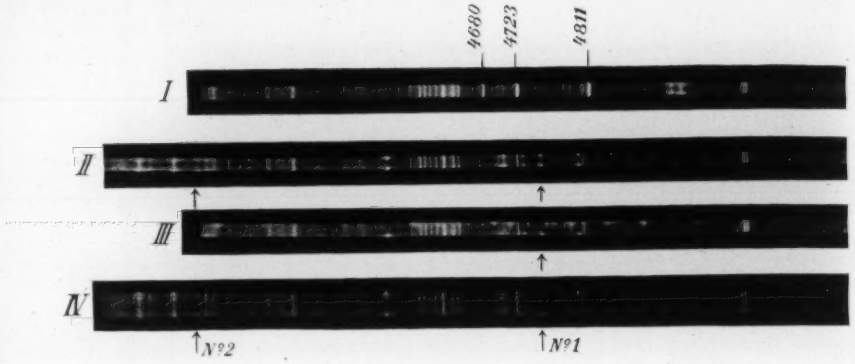
No. II ist das Spektrum zweiter Ordnung des Wismuts; die Funkenlänge betrug im Mittel 4—7 mm (sie vergrößerte sich während des Betriebes durch Abbrennen etwas). Der Funke wurde durch Linsen auf dem Spalt abgebildet, die Expositionszeit betrug 8—9 Minuten. Die krummen Linien sind mit einem † und mit No. 1 und No. 2 bezeichnet. No. 2 ist nicht ganz sicher, da sich außerordentlich nahe bei der fraglichen Linie eine Luftlinie befindet.

No. III zeigt das Spektrum zweiter Ordnung eines Antimon-Wismut-Funkens (die eine Elektrode bestand aus *Bi*, die andere aus *Sb*). Die Funkenlänge betrug etwa 4.5 mm, die Expositionsdauer etwa 14 Minuten; der Funke ist ebenfalls auf dem Spalt abgebildet. Die ge-

1) Ich gedenke darüber an anderer Stelle zu berichten.

2) Das Konkavgitter ist zu solchen Versuchen ungeeignet; siehe H. Kayser, Spektroskopie, Bd. I, S. 163, und Bd. II, S. 239.

3) Die Linsen halten je 150 cm Fokaldistanz und 12,2 cm Durchmesser. Über den Apparat siehe auch Fürst B. Galitzin, Bulletin de l'Acad. Imp. des sciences de St. Petersbourg, V. Serie, Bd. XVIII, No. 2, Febr. 1903.



krümmte Linie, es ist nur Nr. 1 sichtbar, erstreckt sich nur bis zur Mitte der Funkenbahn[1]).

No. IV ist das Funkenspektrum des Wismuts zweiter Ordnung; der Funke von etwa 4,5 mm Länge wurde bei dieser Aufnahme nicht auf dem Spalt abgebildet, sondern befand sich direkt vor demselben: Expositionsdauer etwa 5 Minuten.

Auch im untersuchten Teil des Antimon-, Tellur-, vielleicht auch des Zinkspektrums, zeigen manche Linien bei der benutzten Anordnung Krümmungen, doch konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob eine Krümmung nicht nur scheinbar dadurch zustande kommt, daß kurze Elektrodenlinien mit sehr nahe benachbarten Linien ineinander übergehen. Bei den anderen Metallen waren keine Anzeichen von Krümmungen zu bemerken, in einem Wellenlängenbereich, wie ihn die beigegebenen Spektrogramme umfassen.

In den älteren Funkenaufnahmen von Hartley[2]) finden sich bei manchen Metallen ebenfalls gekrümmte Spektrallinien (manchmal ist die Mitte scheinbar auch nach Rot verschoben); doch wurden die Funken nicht auf dem Spalt abgebildet, und war die von ihm benutzte Dispersion wohl zu gering, um die Frage einer wirklichen Krümmung ganz einwandfrei zu entscheiden. Wodurch die Krümmung hervorgerufen wird, soll hier vorläufig unentschieden bleiben; jedenfalls kann man die Variation der elektrischen, thermischen und insbesondere der Druckverhältnisse im Funken längs der Entladungsbahn als Teilursachen für das Zustandekommen stetig veränderlicher Emissionsbedingungen ansehen. Nach ihrem Aussehen stammen die Linien aus dem Inneren des Funkens; der Funke selbst erscheint in der Nähe der Elektroden zusammengeschnürt und in der Mitte verdickt, wodurch sehr wohl folgen könnte, daß in der Nähe der Pole ein höherer Druck herrscht, wie in der Mitte des Funkens, was gerade eine Verbiegung der Linie hervorrufen würde, wie sie hier vorliegt, und wie sie nach Experimenten über Linienverschiebungen mit steigendem Druck zu erwarten wäre. Ob noch mehr ev. zusammengehörige Linien Krümmungen zeigen, müßte durch Ausdehnung der Versuche auf größere Spektralbezirke erwiesen werden[1]). Die Versuche wurden im Physikalischen Laboratorium der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg ausgeführt. Dem Direktor dieses Laboratoriums, Fürsten B. Galitzin, sage ich auch an dieser Stelle für sein überaus liebenswürdiges Entgegenkommen meinen besten Dank.

1) Bei Verwendung einer *Bi-Cd*-Legierung als Elektrodenmaterial war die gekrümmte Linie ebenfalls erkennbar.

2) W. N. Hartley, The scientific Trans. of the Roy. Dublin Soc., Vol. I. Ser. II, 1881. Siehe auch N. A. Kent, Astrophys. Journ. 17, 286, 1903, wo für die Wellenlängen, die die Mitte eines Titanfunkens emittiert, kleinere Werte gefunden werden, wie für die Teile in der Nähe der Elektroden, der Funke befand sich jedoch senkrecht zum Spalt; die gefundenen Unterschiede sind wesentlich geringer wie im beschriebenen Fall.

1) Daß die Krümmung durch Dopplereffekt hervorgerufen sein könnte, erscheint sehr unwahrscheinlich; die Teilchen müßten in diesem Fall durch die Explosionswirkung des Funkens mit einer zur Mitte der Funkenbahn stetig wachsenden Geschwindigkeit in einer zur Funkenstrecke senkrechten Richtung bewegt werden.

(Eingegangen 2. Februar 1910.)

Weitere Beobachtungen über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

Die ersten Beobachtungen[1]) über die dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen habe ich mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre erhalten, bei der die Dicke der Glaswand in der Beobachtungsebene mit dem Azimut variierte; durch Ermittlung des Absorptionsindex von Glas wurden diese Beobachtungen auf Gleichheit der Absorption korrigiert. Die Resultate wurden bestätigt durch Aufnahmen mit einer Aluminiumkassette im Innern der Röntgenröhre. Diese Methode, den Film in das Innere der Röhre einzuführen, bietet indes erhebliche Schwierigkeiten. Um außerhalb der Röhre beobachten zu können, ohne auf die Absorption in der Glaswand Rücksicht nehmen zu müssen, verfuhr ich folgendermaßen.

Es wurden zunächst beim Glasbläser mehrere kugelförmige Röhren ausgesucht, welche in der Ebene senkrecht zur Achse des Ansatzrohres streng kreisförmig waren. Das Ansatzrohr wurde nicht, wie es bei der Herstellung der Röntgenröhren geschieht, als Rohr zur Aufnahme der Kathode benutzt, da von diesem Ansatzrohr weg nach der Äquatorialebene der Röhre zu die Dicke der Glaswand in der Regel beträchtlich abnimmt. Vielmehr wurde dieses Ansatzrohr als äußeres Rohr zur Aufnahme des Schliffrohres benützt, welches die Kohlenantikathode tragen sollte; in Fig. 1 ist dieses Schliffrohr punk-

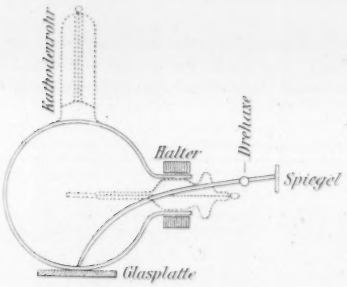


Fig. 1.

tiert eingezeichnet. Das Kathodenrohr dagegen sollte in jener Äquatorialebene in senkrechter Stellung zu dem dickwandigen Ansatzrohr angeschmolzen werden, wie in der Fig. 1 durch Punktierung angedeutet ist; denn es ist zu erwarten, daß die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut in jener Äquatorialebene im allgemeinen am geringsten ist. Inwieweit dies der Fall sei, wurde mit Hilfe der aus Fig. 1 ersichtlichen einfachen Anordnung geprüft. Die Spitze eines gekrümmten Hebelarmes drückte gegen die innere Seite der Glaswand, die äußere Seite lag auf einer Glasplatte auf; die Stellung des Hebelarmes wurde mit Hilfe von Spiegel, Fernrohr und Skala beobachtet, während die Röhre um das horizontale Ansatzrohr gedreht wurde; geeicht wurde diese Dicken-Meßvorrichtung, indem zwischen Glasröhre und Glasplatte ein 0,1 mm dickes Deckglas geschoben wurde. Eine der so untersuchten Röhren (Radius 6,45 cm) zeigte auf einem Halbkreis nur eine geringe Variation der Dicke der Glaswand; sie wurde in der oben angegebenen Weise zu einer Röntgenröhre verarbeitet.

Als Antikathode diente wieder eine 2 mm dicke Scheibe aus Buchenholzkohle, ihr Radius betrug wieder 1 cm. Der Betrieb der Röhre war derselbe wie bei den früheren Beobachtungen. Zur Aufnahme des photographischen Films diente eine kreisförmige Messingkassette von der aus der Fig. 2 ersichtlichen Form (Radius der Bildfläche 7,42 cm). Sie wurde so

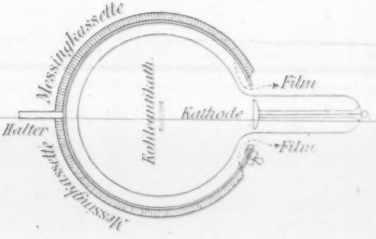


Fig. 2.

über die Röhre geschoben, daß ihre Mittelebene zusammenfiel mit der oben charakterisierten Aquatorialebene, in welcher die Dicke der Glaswand ausgemessen worden war; diese Mittelebene ging also durch das Kathodenstrahlbündel, welches die Röntgenstrahlen erzeugte. Der Film war in 0,1 mm dickes schwarzes Papier geschlagen. Auf der Vorderseite war sein mittleres Drittel unbedeckt, sein oberes Drittel von 0,4 mm dickem Aluminiumblech, sein unteres Drittel von 0,8 mm dickem Aluminiumblech bedeckt.

Nach Beendigung der Aufnahmen wurde die Kohlenantikathode aus 5 m Entfernung mit einem Fernrohr kleiner Brennweite anvisiert und der Schnitt ihrer Vorderseite mit dem Aquatorialkreis der Röhre durch zwei Marken auf der Glaswand markiert. Dann wurde die Kohlen-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 902, 1909.

antikathode herausgenommen, an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen mit einem 2 mm weiten Loch versehen und darauf wieder in ihre frühere Stellung in der Röhre zurückgebracht. Darauf wurde durch das Loch in der Kohle hindurch die Ausgangsstelle der Kathodenstrahlen auf der Aluminiumkathode anvisiert und der Schnitt der Visierrichtung mit der äußeren Seite der Glaswand markiert. Dann wurde die Röhre längs der Äquatorialebene in zwei Halbkugeln zerschnitten; die eine Halbkugel wurde auf ein Blatt weißes Papier gesetzt; auf diesem wurde mit Bleistift ihr äußerer Umfang in der Äquatorialebene und die in dieser liegenden drei Marken aufgezeichnet. Mit dem Zirkel wurde der Mittelpunkt des Kreises aufgesucht; es ergab sich, daß er nicht in die Verbindungslinie der zwei Marken fiel, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode festlegten, sondern er lag 1 mm von jener Linie entfernt hinter ihr. Damit war festgestellt, daß die Auftreffstelle der Kathodenstrahlen auf der Antikathode 1 mm vor dem Zentrum der Filmkrümmung lag; die Auftreffstelle selbst war kreisförmig und hatte einen maximalen Radius von 1,5 mm. Durch diese Exzentrizität der Auftreffstelle in bezug auf den photographischen Film waren also die Azimute $\varphi > 90^0$ gegenüber den Azimuten $\varphi < 90^0$ hinsichtlich der Intensität bevorzugt, wobei das Azimut φ einer Emissionsrichtung gegen die Richtung des Kathodenstrahlbündels gemessen ist. Die durch diese Exzentrizität bedingte Differenz der Intensitäten in verschiedenen Azimuten ist indessen gegen die Differenz aus anderen Gründen so gering, daß es sich wohl erübrigt, die unten mitgeteilten Schwärzungen in dieser Hinsicht zu korrigieren.

Weiter war zu untersuchen, ob die Auftreffstelle in der Mitte zwischen den zwei Marken lag, welche die Vorderseite der Kohlenantikathode auf der Glaswand markierten. Zu dem Zweck wurde die Kohlenantikathode in die zugehörige Röhrenhälfte wieder eingesetzt und der Abstand der Auftreffstelle von jeder der zwei Marken gemessen; es ergab sich Gleichheit der Abstände bis auf 0,5 mm.

Darauf wurde die mittlere Marke, welche die Kathodenstrahlrichtung angab, mit dem Mittelpunkt des Abstandes zwischen jenen zwei Marken verbunden; die Verbindungslinie gab nach dem Vorhergehenden die Richtung des Kathodenstrahlbündels, welches die Röntgenstrahlen erzeugte.

Nunmehr konnte untersucht werden, ob die Vorderseite der Kohlenantikathode, die einerseits auf der Außenseite der Glaswand, andererseits durch den Beginn des Kohleschattens auf dem Photogramm markiert war, genau normal zur Kathodenstrahlrichtung stand, ob sie also das Azimut $\varphi = 90^0$ hatte. Es ergab sich, daß dies nicht genau der Fall war, vielmehr hatte die Marke auf dem Halbkreis, für welchen später die Schwärzungen auf dem Photogramm bestimmt wurden, das Azimut 88^0.

Nachdem so auf dem Photogramm dieses Azimut des Beginns des Kohleschattens festgelegt war, konnten leicht mit Hilfe des bekannten Filmradius ($r\,\pi$ = Abstand der Mittelpunkte der Platindrahtschatten) die Azimute ermittelt werden. Ich schätze die Genauigkeit der so ermittelten unten angegebenen Azimute auf 3^0.

Nachdem in der vorstehenden Weise mit Hilfe der Marken auf der einen Kugelhälfte Zentrum des Films, Auftreffstelle und Azimut ermittelt waren, wurde die Dicke der Glaswand für verschiedene Azimute mikrometrisch gemessen. Es ergaben sich die in der nachstehenden Tabelle mitgeteilten Werte.

Azimut	Glasdicke mm	Azimut	Glasdicke mm
0^0	0,63	90	0,55
11,2	0,59	101,2	0,54
22,5	0,56	112,5	0,54
33,7	0,56	123,8	0,54
45	0,55	135	0,55
56,2	0,55	146,2	0,55
67,5	0,55	157,5	0,55
78,8	0,55		

Die Schwärzungen der Photogramme wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers von 5^0 zu 5^0 Azimutdifferenz ermittelt, und zwar wurde entlang der Mittellinie des mittleren Schwärzungsstreifens photometriert und entlang den äußeren Schwärzungsstreifen in 2 mm Abstand von der Grenze gegen den mittleren Schwärzungsstreifen. Die Photometrierung der hier diskutierten sowie der früheren Röntgenphotogramme verdanke ich Herrn Dr. W. Steubing.

In der nachstehenden Tabelle sind die Schwärzungen von vier an derselben Röhre aufgenommenen Photogrammen mitgeteilt. Hinter „Schleier" in der Azimutkolumne ist die Schwärzung mitgeteilt, welche die Films an Stellen zeigten, die durch 0,8 mm dickes Aluminiumblech und durch 0,9 mm dickes Messingblech vor primären Röntgenstrahlen geschützt waren. Nach meiner Ansicht rührt diese Schleierschwärzung von der Entwicklung her. Denn da die Röntgenstrahlen abweichend von den Lichtstrahlen wegen ihrer geringen Absorption fast gleichmäßig durch die ganze photographische Schicht wirken, so entwickelte ich lange, um auch die tieferliegenden Schwärzungen herauszuholen. Es ist bemerkenswert, daß bei nicht intensiven Strahlungsschwärzungen die Schleierschwärzung mit der Schwärzung im Platindraht-

Schwärzungen.

a ohne Aluminiumschirm, *b* hinter 0,04 cm, *c* hinter 0,08 cm Aluminium.

Azimut	Aufnahme I			Aufnahme II			Aufnahme III			Aufnahme IV		
	a	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*
0°	1,82	1,24	0,65	2,03	1,59	1,13	1,93	1,66	1,30	2,31	2,03	1,69
5	1,87	1,24	0,71	2,05	1,63	1,15	1,98	1,69	1,39	2,45	2,05	1,73
10	1,96	1,36	0,73	2,13	1,66	1,23	2,03	1,73	1,43	2,46	2,09	1,79
15	2,05	1,38	0,81	2,18	1,68	1,29	2,02	1,72	1,42	2,48	2,09	1,78
20	2,06	1,40	0,81	2,22	1,64	1,28	2,00	1,67	1,39	2,43	2,05	1,74
25	2,06	1,39	0,85	2,15	1,64	1,25	1,98	1,65	1,39	2,46	2,01	1,69
30	2,10	1,42	0,84	2,17	1,65	1,29	1,92	1,64	1,36	2,43	1,99	1,71
35	2,11	1,42	0,89	2,21	1,63	1,29	1,99	1,62	1,37	2,38	1,99	1,72
40	2,23	1,49	0,92	2,22	1,68	1,30	1,91	1,61	1,35	2,35	1,97	1,70
45	2,23	1,53	0,95	2,31	1,69	1,40	1,92	1,63	1,36	2,29	1,95	1,70
50	2,31	1,54	0,96	2,32	1,65	1,34	1,93	1,60	1,36	2,31	1,97	1,68
55	2,43	1,51	0,96	2,33	1,70	1,36	1,92	1,58	1,35	2,29	1,95	1,65
60	2,36	1,50	0,98	2,35	1,69	1,35	1,90	1,58	1,35	2,26	1,89	1,64
65	2,20	1,45	0,96	2,19	1,66	1,32	1,85	1,54	1,30	2,23	1,88	1,64
70	2,19	1,45	0,92	2,20	1,64	1,32	1,86	1,50	1,27	2,20	1,85	1,57
75	2,08	1,36	0,88	2,06	1,60	1,26	1,83	1,49	1,25	2,09	1,79	1,55
80	1,95	1,29	0,84	1,98	1,42	1,16	1,75	1,20	1,15	2,03	1,73	1,44
85	1,86	1,16	0,61	1,97	1,45	1,12	1,63	1,39	1,07	2,02	1,46	1,28
90	2,35	1,47	0,93	2,25	1,64	1,35	1,85	1,49	1,25	1,99	1,72	1,47
95	2,36	1,46	0,93	2,30	1,68	1,30	1,90	1,46	1,23	2,00	1,71	1,44
100	2,33	1,45	0,92	2,36	1,65	1,24	1,88	1,42	1,19	2,05	1,69	1,44
105	2,22	1,40	0,88	2,27	1,61	1,21	1,88	1,37	1,19	2,02	1,66	1,40
110	2,14	1,33	0,81	2,17	1,57	1,18	1,83	1,42	1,16	1,96	1,60	1,37
115	2,05	1,28	0,79	2,13	1,50	1,14	1,85	1,36	1,11	1,92	1,56	1,34
120	1,96	1,19	0,78	2,06	1,49	1,13	1,79	1,45	1,11	1,90	1,56	1,30
125	1,89	1,18	0,72	2,03	1,40	1,12	1,76	1,44	1,09	1,85	1,52	1,26
130	1,87	1,12	0,68	1,98	1,37	1,07	1,68	1,39	1,05	1,85	1,51	1,27
135	1,76	1,07	0,57	1,99	1,37	1,06	1,66	1,32	1,01	1,86	1,45	1,24
140	1,69	1,02	0,56	1,99	1,36	1,06	1,71	1,24	0,96	1,85	1,48	1,21
145	1,69	1,04	0,53	1,96	1,37	1,04	1,73	1,20	0,96	1,88	1,42	1,19
Schleier	0,28	—	—	0,36	—	—	0,33	—	—	0,32	—	—

schatten übereinstimmt; dies war bei meinen früheren Beobachtungsreihen der Fall, für welche ich als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schwärzung im Platindrahtschatten definierte. Bei intensiver Röntgenstrahlung ist dies indes nicht mehr richtig; in diesem Fall gelangt nämlich in den Schatten, welchen der Platindraht in die primäre Röntgenstrahlung wirft, Röntgenstrahlung, welche von der Glaswand oder von primär durchstrahlten Teilen der Kassette ausgeht. Um allen Fällen gerecht zu werden, definiert man darum besser als reduzierte Schwärzung die Differenz aus der beobachteten Schwärzung und der Schleierschwärzung an einer vor Röntgenstrahlen geschützten Schicht der photographischen Schicht. Die so bestimmten reduzierten Schwärzungen sind in den nachstehenden Fig. 3, 4, 5, 6 in den zugehörigen Azimuten eingetragen.

Um eine Anschauung von den Photogrammen zu geben, von denen die mitgeteilten Schwärzungen abgenommen wurden, sind auf der beigegebenen Tafel II die Aufnahmen I und IV repro-

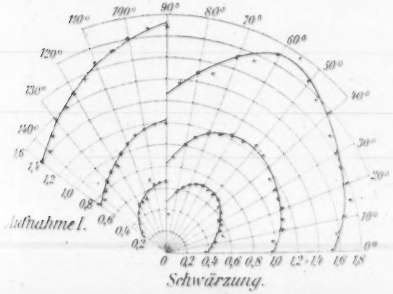


Fig. 3.

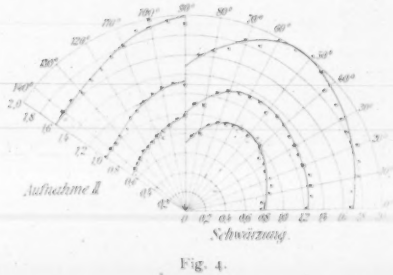


Fig. 4.

duziert, die Aufnahme I (Tafel, Fig. I) wurde mit sehr weichen Strahlen erhalten, die Aufnahme IV (Tafel, Fig. II) mit harten Strahlen. Bemerkenswert ist an dem Photogramm I die Schärfe des Beginns des Kohleschattens. Während der Aufnahme I war parallel zur Röhre ein Funkenmikrometer geschaltet, dessen Schlagweite entsprach einer Spannung von 15000 Volt. Der Druck in der Röhre wurde während der Aufnahme so hoch gehalten, daß im Mikrometer keine Funken übergingen. Die in der Aufnahme I wirksamen Strahlen hatten also eine Geschwindigkeit, die kleiner als $7{,}5 \cdot 10^9$ cm sec^{-1} war.

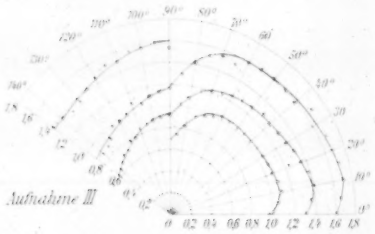


Fig. 5.

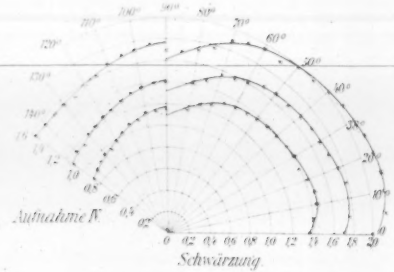


Fig. 6.

Aus den Kurven der Fig. 3—6 lassen sich zunächst für die verschiedenen Azimute die interpolatorisch korrigierten Schwärzungen S_a, S_b und S_c entnehmen. Diese drei Schwärzungen können zwar mit großer Annäherung demselben Azimut (Breite) zugeeignet werden, indes sind die Längen (ω') von S_b und S_c um ungefähr 5° von derjenigen von S_a verschieden; die sie erzeugenden Röntgenstrahlen legen also verschiedene Wege zurück. Es sei die Länge des Weges in der Glaswand für S_a gleich l, bei der Kleinheit der Längendifferenz zwischen S_b und S_c (ungefähr 12°) gilt jedenfalls mit großer Annäherung $l = l_0 + \lambda\omega$. $\varkappa'$ sei der Absorptionsindex des Glases, $\varkappa$ derjenige des Aluminiums. Es ist dann

$$\varkappa\, 0{,}04 = \lg S_a - \lg S_b - \varkappa'\lambda\,\omega' \qquad (1)$$

$$\varkappa\, 0{,}08 = \lg S_a - \lg S_c + \varkappa'\lambda\,\omega'. \qquad (2)$$

Die Absorptionsindizes, welche durch Vernachlässigung von $\varkappa'\lambda\,\omega'$ neben $\lg S_a - \lg S_b$ bez. $\lg S_a - \lg S_c$ erhalten werden gemäß den Gleichungen $\varkappa\, 0{,}04 = \lg S_a - \lg S_b$ bzw. $\varkappa\, 0{,}08 = \lg S_a - \lg S_c$, sind in den Fig. 7—10 für die verschiedenen Azimute durch die Zeichen $\times\times$ bzw. oo markiert. Wie man sieht, sind sie zwar nicht viel, aber immerhin merklich voneinander verschieden. Die Korrektion $\varkappa'\lambda\,\omega'$ ist also nicht zu vernachlässigen. Durch Addition der Gleichungen (1) und (2) kann man indes das Glied $\varkappa'\lambda\,\omega'$ eliminieren, man erhält

$$\varkappa = \frac{2\lg S_a - \lg S_b - \lg S_c}{0{,}12}$$

Die nach dieser Formel bestimmten Absorptionsindizes des Aluminiums für verschiedene Azimute sind in den Fig. 7—10 durch das Zeichen $\times$

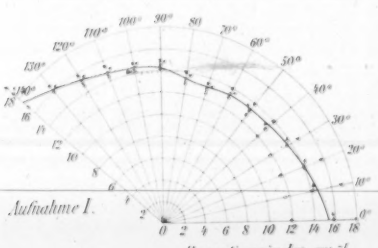


Fig. 7.

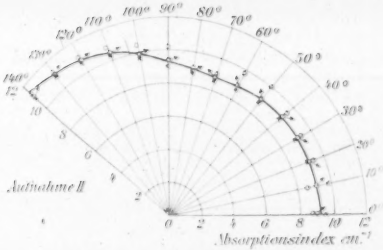


Fig. 8.

markiert und interpolatorisch durch Kurven verbunden.

Bei der Interpretation der Kurven der Fig. 7 bis 10 hat man sich zu erinnern, daß die von einer Antikathode in irgendeiner Richtung emittierte Röntgenstrahlung inhomogen ist, daß in

ihr gleichzeitig Strahlen von verschiedenem Absorptionsindex enthalten sind. Unter diesem Gesichtspunkt sind aus den Kurven über die Abhängigkeit der Röntgenstrahlung einer Antikathode vom Azimut folgende Resultate abzulesen.

1. Der mittlere Absorptionsindex der Röntgenstrahlung ist eine Funktion des Azimutes der Emissionsrichtung; er ist für Azimute $\varphi > 90^0$ größer als für Azimute $\varphi < 90^0$.

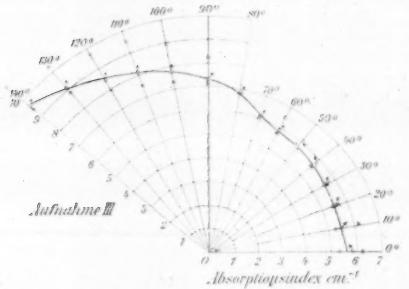


Fig. 9.

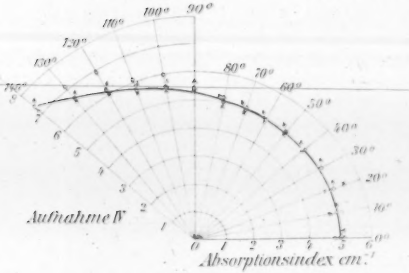


Fig. 10.

2. In dem Azimutfeld 0^0—90^0 scheint der mittlere Absorptionsindex mit wachsendem Azimut erst bis zu einem Minimum ab- und dann wieder zuzunehmen. Indes bedarf dieses theoretisch wichtige Resultat noch genauerer Untersuchung.

3. In der inhomogenen Röntgenstrahlung überwiegt bezüglich der Intensität auf der Rückseite der Normalebene zu dem erzeugenden Kathodenstrahlbündel (Azimut $\varphi < 90^0$) der Anteil der Strahlen von kleinerem Absorptionsindex, auf der Vorderseite der Normalebene überwiegt der Anteil der Strahlen von größerem Absorptionsindex.

4. Gemäß den Kurven der Fig. 3—6 ist die photographisch gemessene Intensität der inhomogenen Röntgenstrahlung eine Funktion des Azimutes; es ist die nach der Rückseite der Normalebene gehende Röntgenstrahlung nach jenen Kurven photographisch beträchtlich intensiver als die nach der Vorderseite gehende Strahlung, trotzdem die nach der Rückseite gehende Strahlung durch die Absorption in der Kohlenantikathode etwas geschwächt ist. Bei Korrektion der Kurven auf Absorption in der Kohlenantikathode und in der Glaswand würde die Dissymmetrie hinsichtlich der photographischen Intensität noch vergrößert werden.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich folgende Konsequenz. Da die Röntgenstrahlung, die von einer Antikathode in irgendeiner Richtung emittiert wird, inhomogen ist und da ihr mittlerer Absorptionsindex eine Funktion des Azimutes ist, so ist es fehlerhaft, das Verhältnis der hinter einem absorbierenden Schirm (Glaswand, Aluminium) gemessenen Intensitäten gleich dem Verhältnis der Intensitäten (erg $\sec^{-1}$ cm^{-2}) der wirklich in den verschiedenen Richtungen von der Antikathode emittierten Röntgenstrahlen zu setzen ohne Berücksichtigung der Variation des mittleren Absorptionsindex mit dem Azimut und mit der absorbierenden Schichtdicke; dies gilt, mögen die Intensitäten der Röntgenstrahlen hinter dem absorbierenden Schirm durch die photographische, ionisierende oder thermische Wirkung gemessen werden.

Die vorstehenden und die früheren Beobachtungen über die Dissymmetrie in der Emission von Röntgenstrahlen stellen einerseits der genaueren Untersuchung des Phänomens bestimmte Probleme und geben andererseits Fingerzeige für die anzuwendende Methode.

Genauer ist zu untersuchen, ob der mittlere Absorptionsindex der von einer Kohlenantikathode emittierten Röntgenstrahlung in der Tat nicht für das Azimut $\varphi = 0^0$, sondern für ein größeres Azimut ein Minimum hat. Weiter ist zu untersuchen, inwieweit auch an Antikathoden aus anderen Elementen der Absorptionsindex und die Intensität der Strahlung, wenigstens in dem vor der Antikathode liegenden Azimutfeld, eine Funktion des Azimutes ist, und wie sich diese Abhängigkeit mit der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen ändert. Auch nach einer Abhängigkeit der Inhomogenität der Strahlung vom Azimut (Änderung des mittleren Absorptionsindex mit der Schichtdicke) ist zu suchen.

Was die Methodik betrifft, so empfiehlt es sich,

zwar nur in einigen Emissionsrichtungen zu beobachten, in diesen aber genau das Verhältnis der Intensitäten der Strahlen hinter verschieden dicken absorbierenden Schichten zu vergleichen. Dies kann so geschehen, daß an die Röntgenröhren enge Ansatzröhren in den gewählten Emissionsrichtungen geblasen und auf diese genau gleich dicke, dünne Glasplatten gekittet werden; bis auf diese ist die Röhre in eine absorbierende Hülle zu kleiden; in größerem Abstande von der Antikathode, als es in meinen Beobachtungen der Fall war, sind die aus den Glasplattenfenstern tretenden Röntgenstrahlungen womöglich gleichzeitig zu messen. Als Stromquelle empfiehlt sich im Interesse einer guten Definition des Kathodenfalls die Influenzmaschine.

Ein Teil der bei den vorstehenden und den früheren Beobachtungen verwendeten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, welche mir von dem Kuratorium der Jagor-Stiftung zur Verfügung gestellt wurden.

Aachen, Technische Hochschule, 15. Januar 1910.

(Eingegangen 25. Januar 1910.)

Über Spektralröhren für Gleichstrombetrieb.

Von H. Konen und W. Jungjohann.

1. Schon oft ist es als wünschenswert bezeichnet worden, an Stelle der gewöhnlichen Spektralröhren solche für Gleichstrombetrieb zu verwenden. So groß auch die Vorzüge der mit einem Induktorium betriebenen Geißlerschen Röhren infolge ihrer bequemen Verwendung und ihrer Brauchbarkeit beim Nachweis geringer Gasmengen sein mögen, so versagen sie doch, wenn es sich um quantitative Untersuchungen, etwa Energiemessungen in Gasspektren, oder um Erreichung möglichst großer Helligkeiten handelt. Im ersteren Falle sind nicht nur die mittleren Intensitäten, selbst bei Verwendung von elektrischen Schwingungen mit großer Maximalstromstärke, verhältnismäßig klein, auch die komplizierten, von Apparat zu Apparat in schwer kontrollierbarer Weise sich ändernden elektrischen Bedingungen der Entladung schließen im allgemeinen eine Trennung der verschiedenen Bestandteile der Gasspektra und eine Feststellung der Bedingungen ihres Auftretens aus. Wer ferner mit großer auflösender Kraft, beispielsweise mit großen Rowlandschen Gitterspektra von Geißlerröhren, untersucht hat, wird den Wunsch empfunden haben, die Intensität seiner Lichtquelle zu erhöhen. Man kann sogar behaupten, daß die vielfach unzureichende Kenntnis so mancher Gasspektra, zumal jenseits der Grenzen des sichtbaren Spektrums zum großen Teil auf die relative Lichtschwäche der Spektralröhren zurückzuführen ist.

2. Es liegt nahe, statt des Induktoriums Gleichstrom zu verwenden. Geschieht dies, so erhält man genau kontrollierbare elektrische Bedingungen und die einzelnen Teile der Strombahn heben sich deutlich und stetig voneinander ab. Dennoch kann man nicht sagen, daß die älteren Versuche mit Gleichstrom den erwarteten Erfolg gehabt hätten. Infolge des in den meisten Gasen, zumal bei höheren Drucken, sehr beträchtlichen Kathodenfalls ist es erforderlich, zum Betrieb der Gleichstromröhren Hochspannungsbatterien zu verwenden. Besitzen diese indes die übliche, durch Rücksicht auf die Kosten, den Raum und die Instandhaltung bedingte Form, so kann man ihnen nur wenige Milliampere entnehmen. Gleichstromdynamos von entsprechender Leistungsfähigkeit sind aber nicht nur sehr kostspielig, sondern auch recht diffizil und können wohl schwerlich als Mittel der gewöhnlichen Laboratoriumspraxis in Frage kommen.

Allein, auch wenn eine Stromquelle von der genügenden Spannung und Kapazität zur Verfügung steht, so wird doch die an der Kathode bei höheren Stromstärken geleistete Arbeit so groß, daß besondere Vorkehrungen getroffen werden müssen, um Röhre und Elektrode vor dem Schmelzen zu bewahren.

Soviel wir sehen, liegen daher auch nur wenige Versuche in dieser Richtung vor. Die ausgezeichneten und bemerkenswerten Erfolge, die Paschen[1]) mit Quarzröhren mit Gleichstrombetrieb unter Benutzung einer Batterie von ausnahmsweise großer Kapazität und Elementenzahl erreicht hat, sind publiziert worden, als wir den größten Teil unserer Versuche bereits angestellt hatten, so daß wir unabhängig von Paschen einen ähnlichen Weg gegangen sind.

3. Die Eigenschaften der Wehneltschen Kathoden legen es nahe, durch Verwendung von glühenden, mit Oxyden überzogenen Metallblechen als Kathoden die Unbequemlichkeiten der Hochspannungsbatterien zu vermeiden. In der Tat haben neben Wehnelt selbst eine Reihe anderer Beobachter, wie Wiedemann, Geiger, Janicki u. a. derartige Röhren verwendet, die sogar von verschiedenen Seiten in den Handel gebracht worden sind. Dabei haben die einen die Gasentladung als Lichtquelle verwendet, die anderen den bogenähnlichen Entladungsvorgang an der Anode, der eintritt infolge des Anodenfalls, wenn man durch Verkleinern der Anode

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **27**, 537–570, 1908.

die Stromdichte an derselben genügend steigert. Man erhält alsdann einen Vorgang, der dem von Hagenbach[1]) kürzlich beschriebenen Bogen unter vermindertem Druck in den wesentlichen Zügen gleicht. Es ist bei Verwendung Wehneltscher Kathoden leicht, mit Lichtspannung zu Gasentladungen von mehreren Amperes Stromstärke zu gelangen, wenn man Kathoden von genügender Oberfläche verwendet. Für spektroskopische Zwecke kommt es, was verschiedentlich übersehen worden ist, jedoch nicht auf die Stromstärke, sondern auf die Stromdichte und, da die meisten Gase nur wenig absorbieren, auf die Schichtdicke an. Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet, kann man die bisher erreichten Stromdichten nicht eben als groß bezeichnen, da durchweg Röhren von großem Querschnitt benutzt wurden.

Wir selbst haben, zum Teil in Gemeinschaft mit Herrn J. Kyll, eine große Reihe von Versuchen mit Spektralröhren mit Wehnelt-Kathoden angestellt, indem wir deren Form nach den verschiedensten Richtungen hin variiert haben. Wir sind dabei mit dem Durchmesser der Röhre zuletzt bis auf 1 mm heruntergegangen und haben Stromdichten von über 60 Amp./cm² erreicht. Dabei war die Grenze der Stromsteigerung noch keineswegs erreicht. Es war lediglich unmöglich, bei derartigen, starken Bogenentladungen gleichkommenden Stromdichten Glasröhren zu verwenden. Wir haben verschiedene Formen von Röhren benutzt, die in Wassergefäße eingeschlossen waren, fanden es jedoch unmöglich, in Glasröhren längere Zeit Ströme von der genannten Größe zu verwenden. Die Erfahrungen mit diesen Röhren, an denen zugleich spektrale Intensitätsmessungen in Emission und Absorption ausgeführt wurden, werden an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden.

4. Trotz mancher guten Leistungen haben wir schließlich die beschriebenen Röhren mit Wehnelt-Kathoden wieder verlassen. Die Notwendigkeit, einen besonderen Strom zur Heizung der Kathode zu benutzen, der dazu bei größerer Oberfläche der Kathode gegen 10 Amp. betragen muß, somit viel Wärme produziert, bedingt eine ziemlich große Dimensierung der Röhre, die mit ihrem Kühlgefäß unhandlich wird. Dazu ist es bei aller Vorsicht kaum zu vermeiden, daß bei derartig starken Strömen, wie wir sie verwendeten, das Kathodenblech hin und wieder durchbrennt. Die hiermit verbundenen Nachteile lassen sich nur unvollkommen durch vorherige Anlage mehrerer Reserveglühkathoden vermeiden. Vor allem aber halten die Glasgefäße nicht die nötige Stromdichte aus. Da man wegen der Glühkathoden, die mit den zu ihrer Erneuerung erforderlichen Ansatzstücken der Röhre nicht unter eine gewisse Grenze verkleinert werden kann, der Röhre ziemliche Dimensionen geben muß, so verbietet sich die Verwendung von Quarzgefäßen schon wegen der technischen Schwierigkeiten und der für mäßig dotierte Institute unerschwinglichen Kosten.

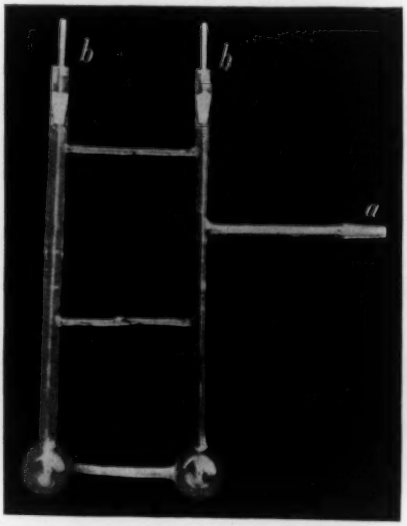
5. Wir haben nun gefunden, daß sich durch eine einfache Modifikation der genannten Röhren eine für viele Zwecke äußerst brauchbare Form von Spektralröhre ergibt, die etwa in der Mitte zwischen einer für Hochspannung berechneten und einer Wehneltschen Röhre steht. Man kann nämlich auf den Heizstrom der Glühkathode gänzlich verzichten. In vielen Gasen genügt bis zu Drucken von 10 mm hinauf ein Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums oder auch nur das Annähern einer geriebenen Hartgummi-, Glas- oder Siegellackstange an eine mit passender Kathode versehene Röhre, um eine Entladung einzuleiten, wenn nur die zur Verfügung stehende Spannung etwa 800 Volt beträgt[1]). Es genügt dazu, an der Kathode ein kleines Stück, etwa 0,25 cm² Platinblech von etwa 0,01 mm Dicke anzubringen, das vorher durch Eintauchen in eine Lösung von Kalziumnitrat + Bariumnitrat und Glühen in einem Bunsenbrenner mit einer dünnen Schicht der Oxyde überzogen ist. Je dünner der Überzug ist, desto vorteilhafter arbeitet die Röhre; auch kann das Platinblech noch viel kleinere Abmessungen besitzen. Nähert man einer derartigen Röhre z. B. einen geriebenen Hartgummistab, so bemerkt man bei angelegtem Potential eine leuchtende Vorentladung (Glimmentladung), der das Einsetzen der Bogenentladung mit einem gewissen Zwischenraum, meist unmittelbar, folgt. Die Bogenentladung ist dadurch charakterisiert, daß ein Punkt des Platinbleches durch die Entladung selbst zum Glühen erhitzt wird. Dadurch wird der negative Kathodenfall auf wenige Volt herabgesetzt und die Klemmenspannung der Röhre sinkt unter Umständen bis auf 90 Volt in weiten Röhren bis auf 30 Volt und weniger. Der Energieverbrauch beschränkt sich im wesentlichen auf die positive Säule und den Anodenfall, so daß sich, wie beim Bogen, die Anode am stärksten erhitzt, ohne jedoch, wie beim echten Bogen, zu verdampfen und sich mit ihrem Material an der Leitung des Stromes zu beteiligen. Das negative Glimmlicht fehlt.

6. Nach zahlreichen Vorversuchen haben wir die folgende Form der Röhre gewählt (Fig.). Sie ist von der Firma Heraeus aus Quarzglas

1) A. Hagenbach, diese Zeitschr. **10**, 649—657, 1909.

1) Für die weiter unten beschriebene Röhrenform. Bei weiten Röhren genügen 440 Volt und weniger.

hergestellt und kann bei *a* mittels eines Glasschliffs mit der Pumpe verbunden werden. Die Länge der Schenkel *bb* beträgt etwa 22 cm. Die Kugeln haben einen Durchmesser von rund 3 cm. Die Kapillare ist innen etwa 2 mm weit und 60 mm lang. Sie kann sowohl enger, wie auch länger gewählt werden. Wir haben dies vermieden, um die Röhren auch zu Absorptionsversuchen benutzen zu können. — Bei *b* sind Nickelstahlelektroden mit Konus eingeschliffen, die durch Aufgießen eines Tropfens Quecksilber gedichtet werden. Die Elektroden sind aus Stahldraht von etwa 2 mm Durchmesser gefertigt und tragen an ihrem unteren Ende ein einige Zentimeter langes, dickeres Stück[1]). Das



zur Kathode bestimmte trägt einen Schlitz, in den ein Stückchen Platinblech von der beschriebenen Beschaffenheit eingeklemmt wird.

7. Als Stromquelle verwendeten wir eine Akkumulatorenbatterie von 420 Elementen, die in Serie maximal 1.2 Amp., für kurze Zeit 1,5 Amp. lieferte und aus den Mitteln der Hittorfstiftung beschafft worden ist. In der Hoffnung auf eine dermaleinstige Vergrößerung haben wir sie sehr sorgfältig aufgestellt und durch Paraffin und dicke Glasplatten isoliert. Die Säure ist in der üblichen Weise mit Paraffinöl übergossen; ferner sind die zur Batterie führenden Leitungen auf Paraffinklötze montiert. Bei verhältnismäßig sehr geringen Anschaffungskosten hat diese Batterie sich seit mehreren Jahren aufs beste bewährt und ohne jede Störung gearbeitet. Wir haben sie teils als Ganzes, teils mit der Netzspannung von 440 Volt in Serie, teils in Gruppen von 140 parallel geschalteten Elementen benutzt. Dabei zeigte sich, daß sowohl die Spannung wie auch die Kapazität der Batterie für alle Zwecke ausreichte. Als Widerstände verwendeten wir Widerstandsbänder der Firma Schniewindt in Neuenrade i. W., die neben großer Billigkeit den Vorzug bequemer Montage, geringer Selbstinduktion und hoher Tragfähigkeit besitzen. Die Klemmenspannung der Röhren wurde mit einem geeichten Elektroskop gemessen, da die Zündung der Röhren bei nicht stromfreien Meßinstrumenten Schwierigkeiten bereitet.

8. Die Charakteristik der Röhren gleicht im ganzen der Charakteristik der Wehnelt-Röhren. Bei bestimmten, von Gas zu Gas wechselnden Drucken setzt die Entladung auch bei 840 Volt von selbst ein. Andernfalls genügt, wie bereits erwähnt, die Annäherung eines geriebenen Hartgummistabes. Die Wirkung desselben äußert sich vorzugsweise in der Anode. Vielfach genügt es auch, die Röhre durch Berühren oder besser durch Bestreichen mit einer Flamme abzuleiten. Dies erwies sich manchmal als notwendig, wenn die Röhre längere Zeit gebrannt hatte und man die Entladung durch elektrostatische Wirkung einleiten wollte. Neben der ableitenden Wirkung einer Flamme besteht auch eine Wirkung der Wärme. Auch wenn man die Röhre mittels einer Bunsenflamme zu schwacher Rotglut erhitzt, tritt eine Herabsetzung des Entladungspotentials ein. Da man bei diesen Versuchen eine intensive blaugrüne Phosphoreszenz des Quarzgefäßes unter dem Einfluß der ultravioletten Strahlung der Bunsenflamme beobachtet (der innere Kegel ist besonders wirksam), so liegt es nahe, eine Wirkung des ultravioletten Lichtes zu vermuten. Diese Annahme trifft indes nicht zu, wie wir uns durch Kontrollversuche mit Hilfe einer Bogenlampe und des durch eine Quarzlinse konzentrierten Lichtes einer Funkenstrecke überzeugten. Ebensowenig zeigte die Strahlung von in die Nähe gebrachtem Radiumbromid eine herabsetzende Wirkung. Doch hatte bei unseren Versuchen die Radiumstrahlung zuerst 0,5 mm Glas und dann das Quarzglas zu durchdringen; möglicherweise ist das negative Resultat hierauf zurückzuführen. Die Annäherung eines Magnetfeldes erwies sich gleichfalls als unwirksam. Doch sind wir noch mit genaueren Versuchen über diesen Punkt beschäftigt. Endlich genügt es auch, wie bereits er-

1) Dasselbe kann natürlich in vielen Fällen vorteilhaft durch Zylinder aus anderen Metallen, z. B. Aluminium, ersetzt werden.

wähnt, zur Einleitung der Entladung einen Induktionsstoß eines kleinen Induktoriums durch die Röhre gehen zu lassen. Dazu wird ein Pol mit der entfernteren Elektrode, der andere mit einem Platindraht verbunden, den man in das Glasstück einsetzt, das die Röhre mit der Pumpe verbindet.

9. Mit Hilfe der genannten Mittel gelingt es unschwer, bei Drucken von rund 0,5—10 mm, also gerade in dem für die meisten spektroskopischen Zwecke in Frage kommenden Druckgebiete, Entladungen einzuleiten. Die Grenzzahlen für die Drucke wechseln mit dem benutzten Gase und mit der Röhre. Will man zu höheren Drucken übergehen, so empfiehlt es sich, zuerst die Entladung bei niedrigerem Drucke einzuleiten und dann während des Durchganges des Stromes Gas zuzulassen. Evakuiert man unter eine bestimmte Grenze, so tritt zunächst die Glimmentladung ein, die Stromstärke geht herunter und zuletzt erlischt die selbständige Strömung. Innerhalb des genannten Druckintervalls läßt sich die Stromstärke jedoch in einfachster Weise regulieren und bleibt bis auf Bruchteile eines Prozentes konstant. Geht man bei Röhren von der beschriebenen Größe mit der Stromstärke erheblich unter 200 Milliamperes herunter, so setzt leicht die Glimmentladung ein, indem die verhältnismäßig geringe Wärmemenge, die an der Kathode produziert wird, durch Wärmeleitung abgeleitet wird und der Rest nicht mehr genügt, um die zur Beseitigung des Kathodenfalls nötige Temperatursteigerung hervorzubringen. Unter gewissen Umständen beobachtet man alsdann einen periodischen Wechsel zwischen Bogen- und Glimmentladung. Nachdem die Glimmentladung einige Zeit gedauert hat, steigt infolge des erhöhten Kathodenfalls die Temperatur der ganzen Kathode und die Temperatur des Platinblechs überschreitet die zur Erreichung der Bogenentladung notwendige Grenze. Sobald dies geschehen ist und die Bogenentladung beginnt, sinkt die an der Kathode geleistete Arbeit, das Glimmlicht setzt wieder ein, und der Vorgang wiederholt sich. Man kann sein Einsetzen beliebig verzögern, wenn man das Oxydblech genügend verkleinert, aus dünnerem Bleche herstellt und mittels eines dünnen Drahtes mit der Stahlkathode verbindet. Mit steigender Stromstärke nimmt der Durchmesser der an der Kathode glühenden Stelle zu. Man bemerkt jedoch erst bei Strömen von etwa 0,7 Amp. aufwärts Zeichen einer stärkeren Verdampfung der die Kathode bedeckenden Oxyde. Es bildet sich dann eine unmittelbar der Kathode aufsitzende Aureole von rotgelber Farbe, die neben einigen Linien des Kalziums und Bariums die Oxydbanden der beiden Metalle zeigt. Diese Bemerkung stützt sich nur auf okulare Beobachtung. In den Spektren der Kapillare ist im allgemeinen nichts von den Linien der genannten Metalle zu bemerken. Es empfiehlt sich indes, einen Überschuß von Oxyd an der Kathode zu vermeiden. Denn infolge der Verdampfung eines Teiles desselben bildet sich in der Kapillare ein Oxydanflug, der bei Glühhitze das Quarzglas angreift und trübt. Für den normalen Gebrauch der Röhre bei Längsdurchsicht ist dies jedoch ohne Bedeutung, da sich die Trübung auf die Kapillare beschränkt und erst nach wochenlangem Gebrauche eintritt, außerdem bei der nötigen Vorsicht ganz vermieden werden kann. Aus dem genannten Grunde empfiehlt es sich ferner, stets von der Seite der Anode her zu beobachten. Bei längerem Gebrauche und bei Verwendung höherer Stromstärken zerstäubt zudem die Kathode und bildet allmählich einen braunen Überzug auf der Innenseite der Röhre, der bei Verwendung von Stahlelektroden aus Eisen und Platin besteht. Derselbe ist jedoch leicht mit verdünnter Salpetersäure zu entfernen.

10. Wir haben in den Quarzröhren Ströme bis 1,5 Amp. benutzt. Eine weitere Steigerung verbietet sich durch die zunehmende Erhitzung der Anode, die bereits bei 0,7 Amp. lebhaft glüht. In weiteren Röhren haben wir dickere Anoden benutzt und sind so zu größeren Stromstärken gelangt. Auch die Kapillare wird bei der genannten Stromstärke bereits zu Gelbglut erhitzt. Trotzdem ist infolge der langen Schenkel der Röhre eine Kühlung der Elektroden überflüssig.

Bei Stromstärken von etwa 0,2—1,5 Amp. bzw. Stromdichten von 6—50 Amp. pro cm^2 cr. leuchteten die Röhren mit verschiedenen Gasfüllungen mit bogenähnlichem Glanze. Wie in der Nähe einer Vakuumbogenlampe mit Quecksilber macht sich intensiver Ozongeruch bemerkbar, bei verschiedenen Gasen in verschiedenem Maße, besonders intensiv bei Füllung mit *CO*. Zur Aufnahme einer mit Stickstoff gefüllten Röhre mit Hilfe eines Rowlandschen Konkavgitters von 180 cm Brennweite, geringer Breite der geteilten Fläche und mäßiger Lichtstärke genügt eine Expositionszeit von 1—2 Minuten, um in der ersten und zweiten Ordnung das ganze Spektrum unterhalb 4800 auf gewöhnlichen Platten zu erhalten. Ein Konkavgitter von 4 m Radius lieferte in der dritten Ordnung das gleiche Spektrum in 10 Minuten. Ähnliche Expositionszeiten ergaben sich für Röhren mit Wasserstoff, Kohlendioxyd, Kohlenoxyd usw. Die genannten Zahlen haben selbstverständlich keinen absoluten Wert, da sie von zu vielen wechselnden Bedingungen abhängen, genügen jedoch, um einen Vergleich mit gewöhnlichen Spektral-

rohren zu ermöglichen, die, mit einem Induktorium von 40 cm Schlagweite und einem Primärstrom von etwa 8 Amp. betrieben, stundenlange Expositionszeit erforderten.

11. Die Füllung und Reinigung der Röhren unterscheidet sich nicht von dem gewöhnlich bei Spektralröhren angewendeten Verfahren. Wir verweisen besonders auf die Abhandlung von Paschen[1]) und machen nur einige Bemerkungen. An störenden Verunreinigungen der Röhren haben wir besonders Wasserstoff, Wasserdampf, Quecksilber sowie Kohlenstoff und seine Verbindungen bemerkt. Die Linien des Quecksilbers sind, zumal auch bei photometrischen Messungen sehr störend. Sie rühren teils von dem aus der Pumpe stammenden Quecksilberdampf, teils von den Verschlüssen her, werden jedoch nur stark, wenn die Dichtungen der Elektroden nicht sorgfältig hergestellt sind. Beim Einsetzen der Elektroden und dem Aufgießen des Quecksilbers ist peinlich darauf zu achten, daß keine Spur des Metalls in die Röhren eindringt. Nur dann läßt sich der Quecksilberdampf der Röhre durch häufiges Erhitzen, Ausspülen und starkes Evakuieren, event. mit Hilfe flüssiger Luft und Kohle sowie eines auf tiefer Temperatur gehaltenen vor die Pumpe geschalteten Rohrstückes unschädlich machen.

Der Wasserstoff stammt vermuthich aus den Elektroden, die längere Zeit erhebliche Mengen des Gases abgeben. Man erhält alsdann, trotz sorgfältigsten Trocknens, meist gleichzeitig das Spektrum des Wasserdampfes, wohl infolge einer Wasserabgabe der Oxydkathode und teilweiser Reduktion der Oxyde durch den Wasserstoff. Nach einiger Zeit läßt jedoch die Wasserstoffproduktion nach und mit ihr verschwindet auch das Wasserdampfspektrum. Eine Bestätigung dieser Erklärung des Auftretens der Wasserdampfbanden ergibt sich auch, wenn man die Röhren mit möglichst sorgfältig hergestelltem und getrocknetem Wasserstoff füllt. Man erhält alsdann neben den Linien des Serienspektrums und dem zweiten Wasserstoffspektrum (Viellinienspektrum) zugleich Linien der stärksten Wasserdampfbande bei 3064. Das Auftreten von Linien des Wasserstoffs kann ferner dadurch herbeigeführt werden, daß man die Röhre mit einer Wasserstoff- oder Kohlenwasserstoffflamme stark erhitzt. Es diffundieren alsdann Kohlenwasserstoffe und Wasserstoff ins Innere der Röhre.

Die Spektra des Kohlenstoffs und seiner Verbindungen rühren zum Teil von Verunreinigungen der Röhren selbst, zum größeren Teil von dem Kohlenstoff der Stahlelektroden her. Bei Stickstoffüllung erhält man daher zunächst das Cyanspektrum, ferner das Kohlenstoffbandenspektrum (Swanspektrum) in mehr oder minder vollständiger Entwicklung, außerdem die Linien des Kohlenstoffs selbst als Verunreinigung. Ist Stickstoff ausgeschlossen, so findet man neben den genannten Spektren vielfach noch die dritte Deslandressche Gruppe der sogen. Kohlenoxydbanden als Verunreinigung. Alle diese Verunreinigungen sind anfangs störend, verschwinden jedoch bei längerem Stromdurchgang, bei häufigem Evakuieren, Ausspülen mit Sauerstoff und Ausspülen mit dem Füllgase, so daß man sehr reine Röhren erhält.

12. Die genaue Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der beschriebenen Röhren stößt auf erhebliche Schwierigkeiten. Messungen des Potentialgefälles an der Anode und Kathode sowie des Gradienten in der positiven Säule sind bei den von uns benutzten Stromdichten bisher nicht ausgeführt worden und schwierig, da sich Sonden schlecht einführen lassen und abschmelzen. Wenn man die bei den stärksten bisher benutzten Strömen ausgeführten Messungen extrapoliert, so findet man einen Anodenfall von etwa 15—20 Volt unter der Annahme, daß sich auch in dem fraglichen Bereich der Anodenfall nur langsam mit der Stromdichte ändert und die Änderungen mit dem Druck usw. vernachlässigt werden können. Der Kathodenfall kann nach den an glühenden Oxydkathoden ausgeführten Messungen abgeschätzt werden und ist jedenfalls sehr klein. Man erhält so Näherungswerte für den Potentialgradienten in der positiven Säule, die zugleich eine Abschätzung des Energieverbrauchs pro Volumeinheit ermöglichen. Die so erhaltenen Werte stimmen für ungeschichtete Entladung angenähert mit denjenigen überein, die aus den bisherigen Messungen über die Abhängigkeit des Gradienten in der positiven Säule von Rohrweite, Druck- und Stromstärke gefolgert werden können. Mitteilungen über diese Beobachtungen sollen noch folgen. Sie sind hier nur erwähnt, um auf die Möglichkeit einer Abschätzung des Energieverbrauches in den Röhren und die Nützlichkeit genauerer Messungen des Anodenfalls hinzuweisen.

Man erhält je nach Stromstärke und Druck geschichtete oder ungeschichtete Entladungen. Daß dieselben kontinuierlich sind, geht innerhalb der Genauigkeit der Methode aus Beobachtungen mit Telephon und rotierendem Spiegel hervor, die wir angestellt haben. Die Entladung steht ihrem allgemeinen Charakter nach in der Mitte zwischen einer Glimmentladung und einem Bogen und gleicht in mancher Beziehung dem Bogen bei vermindertem Drucke, den Hagenbach kürzlich beschrieben hat und in den sie

sich durch Steigerung der Stromstärke kontinuierlich überführen läßt.

Wir haben Röhren der beschriebenen Art zu verschiedenen Zwecken mit Nutzen verwenden können. Bei der Benutzung als Lichtquelle zur Photographie von Gasspektren zeigte sich, daß besonders Bandenspektra großer Intensität geliefert wurden. An diesen, sowie an verschiedenen Linienspektren hat besonders der eine von uns (J.), sowie Herr Kyll photometrische Messungen über den Zusammenhang von Absorption und Emission mit Druck, Stromstärke und Energieverbrauch ausgeführt, über die in der nächsten Zeit berichtet werden wird, ebenso wie über die Verwendung zu Versuchen über die Verteilung der Emission über die Entladungsbahn u. a. m.

Bei allen diesen Gelegenheiten haben sich die von uns beschriebenen Röhren bewährt. Bedenkt man, daß eine Quarzröhre nicht nur zum Gleichstrombetrieb geeignet ist, sondern auch als Metallvakuumbogenlampe sowie als gewöhnliche Geißlerröhre in Verbindung mit einem Induktorium benutzt werden kann, ferner, daß die Kosten einer Batterie kleiner Akkumulatoren, die eine vorhandene Lichtleitung von 440 Volt auf 840 Volt bringt oder eines entsprechenden kleinen Generators kaum den Preis eines größeren Induktoriums übersteigen, so wird man zugeben, daß die beschriebene Art von Röhren geeignet ist, in vielen Fällen die üblichen Vakuumröhren zu ersetzen.

Münster, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 28. Januar 1910.)

Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen.

(Contributo sperimentale alla conoscenza delle modalità di rottura degli oggetti di vetro.)

Von Lucio Gabelli.

I. Teil.

Meines Wissens hat bisher noch niemand eine allgemeine Untersuchung über die verschiedenen Fälle des Bruches von Glasgegenständen unternommen. Nur selten, und dann meist zufällig, finden sich einige Angaben. In den physikalischen Lehrbüchern werden einige Fälle des Bruches gläserner Gegenstände erwähnt. Hierher gehören der bekannte Fall der Batavischen Tränen; ferner der nicht minder bekannte, aber selten ausgeführte Versuch mit einem Geschoß, das eine Scheibe glatt durchbohren soll, ohne Sprünge hervorzurufen; dann der Fall des durch Schallschwingungen zerbrochenen Becherglases; endlich die elektrische Durchbohrung von Glas. Weniger bekannt sind die bereits im Jahre 1802 von G. Lodovico Bianconi beschriebenen Bologneser Flaschchen.

In neuerer Zeit sind während des Ausbruches des Vesuvs im Jahre 1906 und während eines Hagelunwetters zu Velletri im gleichen Jahre zahlreiche Fälle eines charakteristischen Bruches (glatte Abtrennung einer Platte aus der Scheibe) vorgekommen. Diese Fälle sind ausführlich und von vielen Autoren erörtert worden[1]). Ich bin an diese Untersuchung in zwei Arbeiten[2]) rein empirisch und von allgemeinen Gesichtspunkten aus herangetreten.

Wo sich aber Angaben finden, da zeigt sich im allgemeinen der Forscher von der Suche nach der Ursache des Bruches eingenommen und vernachlässigt dabei ganz oder fast ganz die eingehende Beschreibung. Das kommt nun vielleicht nur von einer vagen, aber allgemein irrtümlichen Ansicht her, wonach die Modalitäten des Bruches von Glasgefäßen äußerst veränderlich und zufällig sein sollen, ohne daß es jedoch möglich wäre, irgendeine morphologische Gesetzmäßigkeit hierfür aufzufinden. Ich habe nun seit einigen Jahren mein Augenmerk auf derartige Dinge gerichtet und habe dabei feststellen können, daß in der Mehrzahl der Fälle der Bruch, mag er auch noch so kompliziert sein, sich auf typische Konfigurationen zurückführen läßt, die man beständig in all den Fällen wiederkehren sieht, wo der Bruch ähnliche Ursachen hatte.

Es ist also möglich, auch für den Bruch von Glasgegenständen eine Morphologie aufzustellen, und diese lehrt, wie übrigens immer, das Vorhandensein einer konstanten Beziehung zu den dynamischen Umständen, die den Bruch herbeiführten. Während aber die aus nicht isotropen Materialien bestehenden Körper nach Modalitäten zerbrechen, die weit mehr mit ihrer eigenen Struktur zusammenhängen als mit den Ursachen des Bruches, vermag bei den gläsernen Gegenständen (Glas ist der klassische Typus und das nächstliegende Beispiel für amorphe Körper) auch die Ursache der Konfiguration des Bruchsystemes wichtige und charakteristische Eigentümlichkeiten aufzuprägen.

Dieses vernachlässigte Problem des Bruches von Glasgegenständen verdient nicht nur vom

1) Siehe hauptsächlich J. Galli, Turbine grandinose e vetri forati a Velletri. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei. **25**, Rom 1907.

2) Osservazioni ed esperienze sulla rottura dei corpi vitrei. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei. **26**, Rom 1908, und: Nuove ricerche sperimentali sul sistema di rottura di lamine vitree per squilibrio termica. Daselbst **27**, 1909.

theoretischen Gesichtspunkte aus, als ein Kapitel der Elastizitätstheorie, Beachtung, sondern auch vom praktischen Standpunkte aus. Unter anderem würde nämlich die Transportindustrie großen Nutzen davon haben, wenn sie sichere Normen besäße, die dazu dienen könnten, die Ursache der zahlreichen beständig erfolgenden Schäden anzugeben.

Zum Beweise für die eingangs aufgestellten Behauptungen, insbesondere für das Vorhandensein einer konstanten Beziehung zwischen der Art des Bruches und der diesen hervorrufenden Einwirkung, will ich hier einige von mir ersonnene Versuchsreihen anführen. Ich habe jede dieser Versuchsreihen zu wiederholten Malen ausgeführt und dabei immer dieselben Ergebnisse erhalten.

Ich schmeichle mir, daß die vorliegende Mitteilung, wenn sie auch nur kurz ist, den Erfolg haben möchte, andere zur Erforschung dieses neuen Arbeitsgebietes anzuregen, sei es zu einer ausgedehnteren und eingehenderen Untersuchung der Morphologie im Dienste der praktischen Anwendung, sei es zur Deutung der Dynamik an der Hand der fruchtbaren analytischen Methoden der mathematischen Physik.

Ich werde mit Vergnügen bereit sein, solchen Forschern meine reichhaltige und mannigfaltige Materialsammlung zur Verfügung zu stellen.

Die Versuche, die ich hier mitteilen will, ordnen sich in drei Klassen gemäß folgender Einteilung, die wenigstens vorläufig zur Betrachtung der verschiedenen möglichen Fälle von Bruch in ihrer Gesamtheit dienen kann.

Einteilung der Arten von Bruch glaserner Gegenstände.

Erste Klasse. — Außerhalb der Glasplatte liegende Ursachen; lokalisiertes Angreifen; Bruchsystem unabhängig von den Grundlinien der Konstruktion des zerbrochenen Gegenstandes und in den typischen Fällen durch vollkommene zirkulare Symmetrie rings um die getroffene Stelle ausgezeichnet; das Bruchsystem weist dagegen nur eine symmetrische Anordnung seiner Teile in bezug auf eine Linie auf, wenn der Angriff nur teilweise lokalisiert war, oder wenn die Glasplatte besondere Verhältnisse hinsichtlich ihrer Längsausdehnung oder ihrer Krümmung nach bestimmten Richtungen zeigte.

Beispiel: Auftreffen eines Geschosses.

Zweite Klasse. — Äußere Ursachen; Angriff auf eine ganze Oberfläche des Körpers ausgedehnt, falls dieser plattenförmig ist; das Bruchsystem folgt in den typischen Fällen (Gegenstände von vollkommen regelmäßiger Gestalt) vorgezeichneten und der Konstruktion des Gegenstandes zugrunde liegenden Linien (Abtrennung der Grundplatte, Längsriß durch den Boden und längs der Seitenwände des Gefäßes). In den, bei weitem häufigsten, Fällen von Unvollkommenheiten, insbesondere in der Dicke der Glasplatte, lokalisiert sich der Angriff, und das Bruchsystem strebt dann, bis zu einem gewissen Grade die Brucharten der ersten Klasse nachzuahmen, von denen es jedoch auch in diesen Fällen stets unterschieden werden kann.

Beispiel: Springen eines Gefäßes.

Dritte Klasse. — Innere Ursachen und rein inneres Angreifen dieser gegen die Glasscheibe. Das Bruchsystem ist bei den verschiedenen in dieser Klasse vereinigten Kategorien sehr verschieden.

Beispiel: Bruch infolge Störung des Wärmegleichgewichtes oder infolge der Bedingungen beim Temperieren.

Das dieser Einteilung zugrunde liegende Unterscheidungsmerkmal betrifft offenbar hauptsächlich die Ursache. Das Geschoß, einerlei welcher Art es sein mag, welches einen Körper trifft und ihn zerbricht, berührt den Gegenstand in einem ganz bestimmten, und in den meisten Fällen sehr kleinen, Teile seiner Oberfläche. Im Gegensatz hierzu greift die Spannung, welche der Inhalt eines Gefäßes aus irgendwelchen Gründen von innen her auf dieses ausübt, an der ganzen inneren Oberfläche an. In der dritten Klasse liegt die Ursache im Augenblicke des Bruches immer innerhalb der Schicht der Glasplatte, wenn sie auch in vielen Fällen äußerer Herkunft ist. In gewissen Fällen bedarf es zum Eintreten eines Bruches außer der wirksamen Ursache noch einer gelegentlichen Ursache. Das Auftreten des Bruches mit seinen Konfigurationsmodalitäten hängt nur von der wirksamen Ursache ab, aber diese kann nicht ohne das Eingreifen der gelegentlichen Ursache in Wirkung treten. Ein klassisches Beispiel hierfür ist der Bruch der Batavischen Tränen.

Erste Klasse.

Unter den zahlreichen Problemen, denen man beim Studium der Brucharten, sofern sie dieser Klasse angehören, begegnet, verdient das folgende Beachtung. Ich habe seine Lösung experimentell mit vollkommener Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen erhalten.

Eine Flasche kann man zerbrechen, wenn man sie in einem Punkte ihrer äußeren konvexen Zylinderfläche schlägt; aber wird es auch mög-

lich sein, sie dadurch zu zerbrechen, daß man den Schlag an der inneren konkaven Oberfläche angreifen läßt? Unterscheiden sich die Brucharten in diesen beiden Fällen?

Den Bruch durch Schlag von außen erzielte ich teils mittels einer Hacke mit sehr scharfer Spitze, teils mittels eines Hammers, teils endlich durch starkes Aneinanderschlagen zweier Flaschen. Den Schlag von innen bewerkstelligte ich mittels eines besonderen einfachen Systemes von Hebeln.

Die Ergebnisse stimmen für jede Reihe von zahlreichen Flaschen verschiedener Gestalt, Wandstärke und Glassorte vollkommen überein. Sie sind in den Fig. 1 und 2 naturgetreu wiedergegeben.

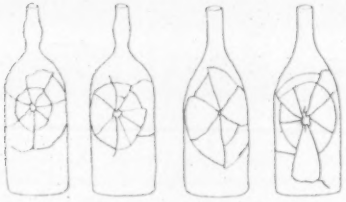


Fig. 1.

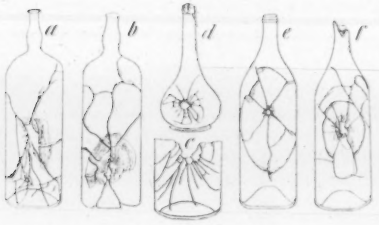


Fig. 2.

Ein Blick auf diese Figuren lehrt, daß der Schlag von innen her ein Bruchsystem hervorruft, das eine fast vollkommene zirkulare Symmetrie aufweist. Die radialen Linien gehen nämlich vom Zentrum der Figur aus, das zugleich das Zentrum des Schlages ist; sie ordnen sich dann nahezu gleichmäßig um dieses Zentrum an. Es sind auch eine oder mehrere andere Linien von mehr oder minder elliptischer Gestalt vorhanden, die sich konzentrisch um das Zentrum der Figur anordnen.

Gänzlich hiervon verschieden ist dagegen das Bruchsystem für den Fall des Schlages von außen her mittels einer Hacke. Es ist gegenüber dem eben besprochenen in all seinen Einzelheiten viel eigenartiger. Immerhin erscheint deutlich ein Bruchsystem mit linearer Symmetrie; es treten nämlich zwei Liniengruppen oder Linienbüschel oberhalb und unterhalb des Stoßzentrums auf; diese Gruppen vereinigen sich oft im Zentrum dergestalt miteinander, daß sich eine mittlere Symmetrielinie ergibt, während der Flaschenkörper in den beiden seitlichen Gebieten rechts und links von Stoßzentrum fast vollkommen intakt bleibt (s. Fig. 3).

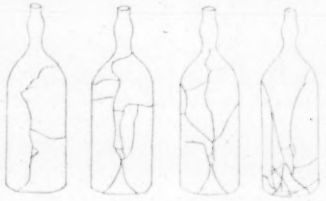


Fig. 3.

Ein ähnliches Bruchsystem beobachtet man bei den Flaschen, die ebenfalls durch Schlag von außen her zerbrochen sind, aber durch stumpfen Schlag. Auch hier fehlen die Bruchlinien zu beiden Seiten, rechts und links von der Schlagstelle; nur entspringen in diesem Falle die Bruchlinien, welche die beiden Gruppen oben und unten ausmachen, unmittelbar an der Schlagstelle, sind viel zahlreicher und zeigen einen ausgeprägteren Verlauf.

Operiert man aber mit nicht zylindrischen, sondern kugelförmigen oder nahezu kugelförmigen Flaschen, so tritt auch bei Schlag von außen her ein Bruchsystem mit zirkularer Symmetrie auf; ja die Symmetrie ist in diesem Falle sogar eine richtig und vollkommen zirkulare; das zeigt sich mehr noch als durch die Verteilung der radialen Linien durch das Vorhandensein richtiger konzentrischer Kreislinien ohne Elliptizität. Ich bemerke noch, daß es zur Hervorbringung des Bruches eines sehr kräftigen und weit stärkeren Schlages von außen her bedarf, und daß in dem Schlaggebiete in diesem Falle ein konisches Loch mit nach außen gekehrter Spitze entsteht, während bei Schlag von innen her das Loch zylindrisch ist.

Auch mit ebenen Glasplatten kann man Bruchsysteme mit zirkularer Symmetrie und mit linearer Symmetrie erhalten, wenn man den Schlag in einem Punkte angreifen läßt, oder wenn der Angriff des schlagenden Körpers in gerader Richtung erfolgte (Hagel, Peitschenschlag), also je nach den der Bruchursache innewohnenden Modalitäten. Bei den eben beschriebenen Versuchen werden die Modalitäten des Bruches durch die Modalitäten des Glas-

gegenstandes bestimmt, und man beobachtet, daß der Bruch durch die vorwiegende Ausdehnung der Scheibe nach einer Richtung (zylindrische Flaschen im Gegensatz zu kugelförmigen) und durch ihre Konkavität oder Konvexität (Schlag von außen oder von innen her) beeinflußt wird.

Zweite Klasse.

Das Springen von Glasgefäßen erfolgt recht häufig und aus sehr verschiedenen Ursachen. Ich habe es durch Gefrieren von in den Gefäßen enthaltenem Wasser und vor allen Dingen durch hydraulischen Druck erreicht. Wie die Fig. 4 zeigt, besteht die zusammengesetzte Bruchfigur aus einem Stück einer Geraden von veränderlicher Länge, die stets zur Erzeugenden

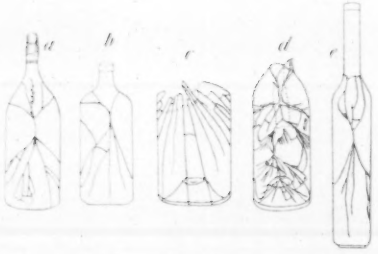


Fig. 4

des Zylinders oder des Kegels parallel ist, der den Flaschenkörper bildet. Dieses Linienstück endet dann entweder nach oben oder nach unten hin unter wiederholter Aufspaltung; dabei entstehen also gleichsam zwei Bruchlinienbüschel. Seitlich sieht man von diesen Bruchlinien kurze Ansatzlinien ausgehen, die das Aussehen eines Federbartes zeigen. Sie sind wie die Linien der Büschel auf die Verbindungslinie der beiden Büschel zugerichtet, also im entgegengesetzten Sinne wie die Linien, welche dem oberen und dem unteren Teile des Systems angehören. Sie sind als unausgebildete Ansätze neuer Bruchlinien anzusehen.

Das eben beschriebene System ist besonders ausgebildet in solchen Fällen, wo der Bruch durch Gefrieren entstanden ist, während man bei Bruch infolge hydraulischen Druckes, wie die Fig. 4c und 4d zeigen, eine größere Anzahl von Linien erhält.

Wenn die Glaswand, die das Gefäß bildet, beträchtliche Verschiedenheiten der Schichtdicke aufweist, so ist, wie leicht vorauszusehen, das Gebiet geringster Dicke das, in welchem man das Bruchsystem ausgebildet findet. Es ist dann zu beachten, daß dieses System eine lineare Symmetrie zeigt, obwohl es sich um Stoß von innen her handelt. Indessen muß man beachten, daß dieser Stoß von innen her nicht lokalisiert ist wie in dem Falle, den wir früher bei den im Abschnitte über die Brucharten erster Klasse beschriebenen Versuchen behandelt haben.

Dritte Klasse.

In diese Klasse sind die Brucharten infolge des Temperierens (Batavische Tränen, Bologneser Fläschchen usw.), infolge thermischer Ursachen, und vielleicht auch einige besondere Arten von Bruch infolge mechanischer Ursachen einzureihen. Ich habe einige Versuchsreihen über Bruch infolge thermischer Ursachen angestellt.

Die Bruchfälle aus thermischen Ursachen bilden eine Gruppe von Bruchfällen, die durch die Ursache, durch die Angriffsart dieser Ursache und durch die Gestalt der von den Bruchlinien gebildeten Systeme scharf bestimmt ist. Die Ursache liegt innerhalb der Glasschicht, wenngleich die Quelle, welche Wärme zuführt oder entzieht, außerhalb gelegen ist. Der Bruch wird nämlich unmittelbar nicht durch die vermehrte oder verminderte Wärme verursacht, sondern vielmehr durch die infolgedessen auftretende Ausdehnung oder Zusammenziehung der verschiedenen Teile der erwärmten oder abgekühlten Glasschicht. Diese innere Ursache hat nun ihren eigentlichen Angriffspunkt im Innern und nicht an der Oberfläche der Glasschicht, und überdies ist ihre Wirkung im wesentlichen, wenn auch in höherem oder geringerem Maße, lokalisiert. Eine wirklich gleichmäßige Erwärmung oder Abkühlung, mag sie auch noch so stark sein, kann keinen Bruch herbeiführen. Aus diesem Grunde (wegen der Lokalisierung) sind die Bruchfiguren unabhängig von den Linien, die der Konstruktion des Glasgegenstandes zugrunde liegen, mit anderen Worten: von dessen Gestalt, und sie haben daher einige Ähnlichkeit mit den durch Schlag hervorgerufenen. Indessen sind doch merkliche Unterschiede vorhanden, die fast immer jegliche Möglichkeit einer Verwechslung zwischen den beiden Arten ausschließen.

Ich habe die Wirkungen einer teils durch Erwärmung, teils durch Abkühlung hervorgerufenen Störung des Wärmegleichgewichtes auf ebene und auf gekrümmte Glasplatten untersucht; die letzteren waren teils zylindrisch, teils konisch und teils sphärisch. Besonders an ebenen Platten habe ich dann auch die Wirkung einer gleichzeitigen Erwärmung an mehr als einem Punkte untersucht.

Durch lokalisierte Erwärmung ebener Platten hervorgerufene Bruchsysteme.

An ebenen Platten kann man die Störung des thermischen Gleichgewichtes sowohl durch Erwärmung einer kleinen Randstelle als auch durch Erwärmung eines Punktes im Innern erreichen.

Das Bruchsystem ist jedoch in diesen beiden Fällen ganz verschieden. Im ersteren Falle, wenn die Erwärmungsstelle ein Randstück umfaßt, erfolgt der Bruch nach einiger Zeit, und zwar nach verhältnismäßig etwas längerer Zeit als im Falle einer vollständig im Innern belegenen Erwärmungsstelle. Das Bruchsystem besteht aus einer unregelmäßig halbkreisförmigen Linie, welche die Erwärmungsstelle von der übrigen Scheibe abzutrennen sucht. Einige Beispiele für derartige Fälle von Bruch sind in Fig. 5 dargestellt.

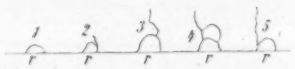


Fig. 5. Fünf Beispiele für den Bruch einer ebenen Platte infolge von Erwärmung eines Randstückes. Die Gerade bezeichnet den Rand, der erwärmt wird. Der durch die Gerade angedeutete Rand wird an der durch den Buchstaben r bezeichneten Stelle erwärmt. Die übrigen Linien sind die Bruchlinien.

Sehr typisch gestaltet sich dagegen das Bruchsystem, wenn die Erwärmungsstelle ganz im Innern der Scheibe liegt, ohne den Rand in irgendeinem Punkte zu berühren. Das Glas beginnt in diesem Falle nicht an der Erwärmungsstelle zu brechen, sondern vielmehr an einem Punkte des Randes, und zwar gerade an dem der Erwärmungsstelle zunächst gelegenen Randpunkte. In diesem Punkte entspringt das Bruchsystem, und dieses besteht aus einer Gesamtheit von untereinander verbundenen Linien, die ungefähr die Gestalt eines Pfeiles annehmen. Einige Beispiele solcher Bruchformen sind in Fig. 6 wiedergegeben.

Ein geradliniges und kurzes Linienstück, das senkrecht auf dem Rande steht, entspringt in dem bereits angegebenen Punkte und dringt in das Innere der Scheibe vor; dabei spaltet es sich alsbald unter Zweiteilung zu einem Bündel (oder Büschel) weiterer ebenfalls geradlinig verlaufender Linienstücke. Diese gehen auseinander (wobei sie an den äußersten Stellen einen Winkel von selten mehr als 45^0 bilden) und enden, kurz ehe sie das erwärmte Gebiet erreichen, mit Ausnahme von höchstens einem oder zweien; damit ist dann der erste Teil der Figur zu Ende, der, wenn wir den angedeuteten Vergleich weiter durchführen wollen, die Spitze

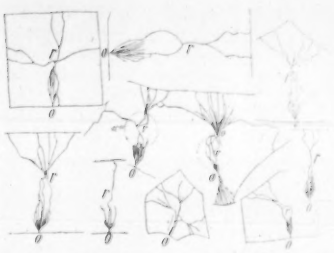


Fig. 6. Zehn Beispiele für den Bruch ebener Platten infolge von Erwärmung einer nicht am Rande gelegenen Stelle (r). Der Ausgangspunkt des Bruchsystems ist durch den Buchstaben o bezeichnet. Mit Ausnahme der ersten Figur links oben sind die Ränder der Platten nur in dem Teile angegeben, der für das Bruchsystem in Betracht kommt. In den beiden Fällen, die in der Mitte abgebildet sind, wurde die Erwärmung mittels Auflegens einer rotglühenden Münze bewirkt, und die punktierte Linie gibt eben dieses Erwärmungsgebiet an. Mit einer gleichfalls rotglühenden Feuerzange erhielt ich die Bruchform, die unten in der Mitte abgebildet ist. In allen übrigen Fällen wurde der Bruch mittels einer Kerzenflamme oder einer Bunsenflamme herbeigeführt.

des Pfeiles bilden würde. Die Linien, die durch Zweiteilung entstehen und büschelförmig auseinandergehen, können frei enden, senden aber sehr häufig am Ende eine kleine Linie in senkrechter Richtung gegen die Symmetrielinie des Büschels hin aus; letzteres schließt sich somit unter Vereinigung sämtlicher Linien, aus denen es gebildet wird. Ein mittleres Linienstück des Büschels dringt, wie bereits gesagt, weiter in das Innere der Platte vor, geht unter etwas gewundenem Verlauf durch das Erwärmungsgebiet hindurch und bildet sozusagen den Schaft des Pfeiles; schließlich verzweigt es sich in der kalten Zone auf der anderen Seite des Erwärmungsgebietes und bildet dort ein breites Büschel, das jedoch von einer kleinen Anzahl von Linienstücken gebildet wird, die stärker auseinandergehen als die des ersten Büschels

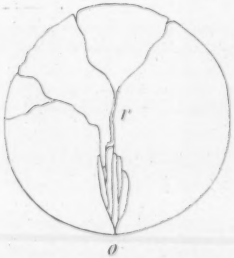


Fig. 7. Platte mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

und im allgemeinen aufhören, ehe sie den Rand erreichen, welcher dem den Ausgangspunkt des ganzen Bruchsystemes enthaltenden gegenüber liegt. Dieser letzte Teil der Bruchfigur läßt sich mit der Feder oder der Kerbe des Pfeiles vergleichen.

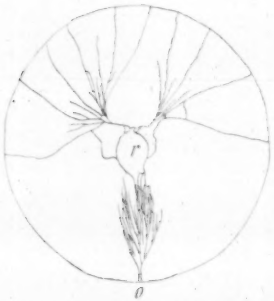


Fig. 8. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

Um die Lage des Randpunktes, von welchem das Bruchsystem ausgeht, sowie die Orientierung dieses ganzen Systems genau zu bestimmen, habe ich besondere Versuchsreihen mit Platten von quadratischem, rechteckigem, dreieckigem, kreisförmigem und elliptischem Umriß angestellt, und aus diesen Versuchen hat sich mit einzigartiger Konstanz die Tatsache ergeben, die ich bereits oben erwähnt habe,

Fig. 9. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

daß nämlich dieser Anfangspunkt des Systems immer der Punkt ist, welcher der erwärmten Stelle am nächsten liegt. Bei den quadratischen Platten ist die Symmetrielinie des Bruchsystems immer einer Seite parallel. Bei den rechteckigen Platten ist sie der kürzeren Seite parallel. Bei den dreieckigen Platten steht sie auf einer Seite senkrecht. Bei den kreisförmigen Platten hat sie die Richtung eines Radius, und bei den elliptischen folgt sie der kleinen Achse.

Auch an polygonalen Platten zeigt sich dasselbe Gesetz bestätigt, und das Bruchsystem bildet sich niemals längs der Diagonalen aus, weil diese eben Linien größerer Länge sind.

Fig. 10. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

Das einzige, aber ganz feststehende Gesetz, um die Achse des Bruchsystems im voraus zu bestimmen, besteht schließlich darin, die der Erwärmungsstelle zunächst gelegene Randstelle aufzusuchen; dann ist der Radius des Berührungskreises zu dieser Randstelle stets die Symmetrieachse des Bruchsystems.

Das beschriebene Bruchsystem wird mehr oder minder vollständig und kompliziert, je nach der Entfernung der Erwärmungsstelle von

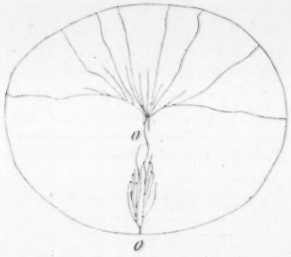


Fig. 11. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch zentrale Erwärmung mit einer Bunsenflamme zerbrochen wurde.

dem nächstgelegenen Randpunkte. Wird diese Entfernung größer, so wird das Bruchsystem vollständiger und komplizierter; das Gegenteil tritt ein, wenn die Entfernung geringer ist. Wir nennen das Bruchsystem vollständig, wenn es seine drei Hauptteile besitzt, nämlich das Büschel oder die Spitze des Pfeiles (wie wir

sahen, den ersten Teil, der sich bildet), den Schaft oder den mittleren Teil (der in dem Erwärmungsgebiete liegt), und die Feder oder Kerbe des Pfeiles (oder den zuletzt auftretenden Teil). Wir nennen weiter das Bruchsystem mehr oder minder kompliziert, je nachdem, ob es in seinen verschiedenen Teilen eine größere oder geringere Anzahl von Bruchlinien aufweist.

Bereits aus den ersten Versuchen ging die angegebene Regel über die Kompliziertheit des Bruchsystems ganz deutlich hervor. Um es indessen in jedem Einzelfalle zu beobachten, habe ich viele Versuche angestellt und dabei die Entfernung der Erwärmungsstelle von der nächsten Randstelle allmählich verändert. Wenn wir die Platte in einem Randpunkte erwärmen, so wissen wir bereits, welches Bruchsystem wir

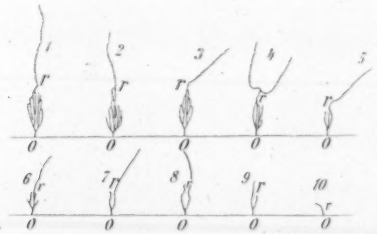


Fig. 12. Zehn Beispiele für den Bruch ebener Scheiben durch Erwärmung einer inneren Stelle, zur Veranschaulichung der Entwicklung des Bruchsystems mit wachsender Entfernung der Erwärmungsstelle (r) von dem — durch die beiden Geraden angedeuteten — Rande.

erhalten. Wenn aber die Erwärmungsstelle ganz im Innern der Platte liegt, wenn auch ganz nahe am Rande selbst, so besteht das Bruchsystem aus einem kurzen, etwas gekrümmten Büschel. Rücken wir immer weiter nach innen vor, so zeigt sich das Bruchsystem aus zwei solchen Büscheln zusammengesetzt, die einen einzigen Ausgangspunkt am Rande haben. Gehen wir dann noch weiter nach innen, so erscheint ganz deutlich das Büschel, oder die Spitze des Pfeiles, und wenn wir die Entfernung vom Rande noch weiter vergrößern, so entwickelt sich der mittlere Teil oder der Schaft und schließlich der dritte und letzte Teil, nämlich die Feder oder Kerbe mit offenem Büschel. Damit ist dann die vollständige Figur des Bruchsystems erreicht. Dieses wird dann bei weiterer Vergrößerung der Entfernung in seinen Teilen komplizierter, hauptsächlich im dritten Teil, der vom Rande und vom Anfangspunkte des Systems am weitesten entfernt liegt. Während sich indessen die Stufenreihe der wachsenden Kompliziertheit in den Bruchfiguren mit zunehmender Entfernung der Erwärmungsstelle vom nächstgelegenen Rande sehr deutlich zeigt, besteht anscheinend kein genaues Proportionalitätsverhältnis zwischen den beiden Faktoren: Kompliziertheit und Entfernung (vgl. hierzu die Fig. 7 bis 12).

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Dezember 1909.)

Eigenschaften der wichtigsten Detektoren der drahtlosen Telegraphie.

Von K. Bangert.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

I. Einleitung.
II. a) Ältere Empfangsschaltungen:
b) vereinfachte Schaltung.
III. Detektorkreise mit Eigenschwingung:
a) Untersuchungsmethoden;
b) Tote Kapazitäten;
c) Vermeidung durch geeignete Schaltung.
IV. Aperiodische Detektorkreise:
a) Kreise mit Ticker;
b) Kreise mit Bleiglanzdetektor:
1. Allgemeines,
2. Erzeugung von Gleichstrom durch Wechselspannungen;
c) Kreise mit Schlömilchzelle;
d) Kreise mit Fritter.
V. Bemessung von Detektorkreisen.

I. Einleitung.

Die Aufgabe des Empfängers in der drahtlosen Telegraphie besteht darin, durch die im Raum ankommenden Wellen eine Schwingung im Luftleiter hervorzurufen, die auf irgendeinem Wege einen Gleichstrom erzeugt, der etwa einen Schreibapparat in Tätigkeit setzt oder gegebenenfalls ein Telephon zum Ansprechen bringt. Die Erzeugung des Gleichstromes besorgt der Detektor.

Wenn es sich darum handelt, eine wirksame Schaltung für den Detektor zu wählen, so ist zu berücksichtigen, daß er die ankommende Schwingung absorbieren muß. Das experimentelle Kriterium hierfür ist, daß er den Kreis, in den er eingeschaltet ist und der ohne Detektor eine ausgeprägte Eigenschwingung haben kann, möglichst stark dämpft. Am besten wird der Detektor ausgenutzt in einem Kreise, der mit ihm überhaupt keine Eigenschwingung mehr erkennen läßt. Diese Forderung ist bereits von Kiebitz[1]) dargelegt worden.

An der vorliegenden Arbeit werden für einige heute gebräuchliche Detektoren die Bedingungen aufgesucht, unter denen sie einen Schwingungs-

1) Kiebitz, E.T.Z. **30**, 222, 1909.

kreis möglichst stark dämpfen. Gleichzeitig werden einige Untersuchungen über ihr Verhalten als Leiter und Kondensatoren angestellt.

II.

a) Ältere Empfangsschaltungen. An Hand der Fig. 1 möge die Schaltungsweise älterer Empfangskonstruktionen erörtert werden[1]). Mit

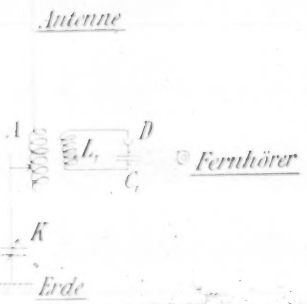


Fig. 1.

dem Antennenkreise A ist ein abstimmbarer geschlossener Schwingungskreis gekoppelt, bestehend aus Selbstinduktion L und Kapazität C. Parallel zu einigen Windungen (L_1) von L liegt der Detektor D und ein Kondensator C_1 zur Blockierung der entstehenden Telephonströme. In diesem Falle ist es wichtig, daß der Kreis $L_1 D C_1$ möglichst vollkommen gedämpft ist; ist dies erreicht, so kann er vom Luftleiterkreis allein erregt werden. Der Kreis LC kann fortbleiben, ohne daß die Empfangsintensität vermindert

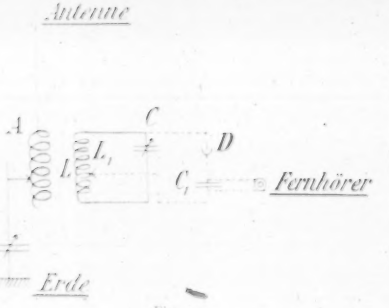


Fig. 2.

wird. Die sich hieraus ergebende einfachere Schaltung ist in Fig. 2 dargestellt; sie enthält an Abstimmitteln nur noch den variablen Kondensator K im Luftleiterkreis.

Dies schließt nicht aus, daß in besonderen Fällen, wo es nicht darauf ankommt, die größtmögliche Empfangsintensität zu erreichen, ein Zwischenkreis LC Vorteile haben kann. Doch muß auch in diesem Falle gefordert werden, daß der Kreis $L_1 D C_1$ keine Eigenschwingung besitzt.

b) Vereinfachte Schaltung. Im Telegraphen-Versuchsamte sind demgemäß die Empfangsapparate folgendermaßen geschaltet. Die Selbstinduktionsspule des Luftleiterkreises (S in Fig. 3) induziert magnetisch auf den

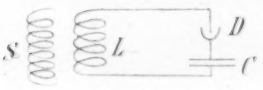


Fig. 3.

Detektorkreis. Er besteht aus einer Selbstinduktionsspule L, dem Detektor D und einem Blockierungskondensator C (Glimmerkondensator), der 5000 cm Kapazität besitzt. Die Selbstinduktionsspule L ist um eine Achse drehbar angeordnet innerhalb der Luftleiterspule, so daß die Koppelung (Induktion) zwischen beiden Kreisen stetig variiert werden kann; sie ist null bei gekreuzten Spulenachsen, ein Maximum bei parallelen Spulenachsen. Man erhält so ein einfaches Apparatsystem, in dem es nur nötig ist, den Luftleiterkreis abzustimmen.

III. Detektorkreise mit Eigenschwingung.

Man kann Kreise herstellen, die einen Detektor enthalten und gleichwohl eine ausgeprägte Eigenschwingung zeigen. Solche Kreise sind für Empfangszwecke wenig geeignet, doch kann man sie anwenden, um Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Detektors zu ziehen. Dieses ist in den folgenden Versuchen geschehen. Untersucht wurden der Ticker, der Bleiglanzdetektor, die Schlömilchzelle und der Fritter.

a) Untersuchungsmethoden. Es wurden geschlossene Schwingungskreise gebildet aus Spulen und geeichten Drehkondensatoren nach Koepsel. Ihre Eigenschwingung wurde mit Poulsenschwingungen gemessen. Zu dem Zwecke wurde eine Anordnung getroffen aus Poulsenlampe P, Selbstinduktionsspule L und Drehkondensator C (II in Fig. 4). Die benutzte Lampe hatte die von Kiebitz[1]) angegebene Form für Versuchszwecke. Der Flammenbogen brennt in einer kleinen Glaskammer, durch die Leuchtgas durchgeleitet wird; die negative Elek-

1) Die Figur ist entnommen aus Zenneck, Leitf. d. drahtl. T., 1909. S. 285.

1) Beschrieben und abgebildet ist diese Versuchslampe: Kiebitz, ETZ **30**, 20, 1909.

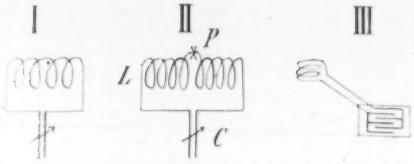


Fig. 4.

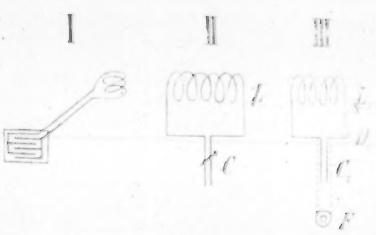


Fig. 5.

trode ist eine Kohle, die positive ein Kupferblech. Die Lampe wird mit 220 Volt betrieben. Dieser Kreis erregte in loser magnetischer Koppelung den zu untersuchenden Kreis I, dessen Resonanz mit Kreis II am Aufleuchten einer Heliumröhre erkannt wurde. Die Eigenschwingung des Kreises II wurde mit einem Wellenmesser (III in Fig. 4) festgestellt.

Danach wurde ein Detektor in den Kreis I eingeschaltet und die Eigenschwingung dieses Systems festgestellt durch Koppelung mit dem Hahnemannschen Wellenmesser[1]) — als Stationsprüfer geschaltet — oder mit einer nach Wellenlängen geeichten Poulsenanordnung oder mit einer Anordnung für tönende Funken[2]).

b) Tote Kapazitäten. Es handelte sich darum, festzustellen, ob die zu untersuchenden Detektoren Widerstand darstellen oder Kapazitätseigenschaften besitzen oder auch beides zusammen haben. Um Kapazitäten feststellen zu können, müssen Schaltungen verwendet werden, in denen die Detektorkapazität die Eigenschwingung meßbar beeinflussen kann. Da es sich meist um sehr kleine Kapazitäten handelt, darf der Detektor nicht parallel zu großen Kondensatoren liegen. Solche Kapazitäten, deren Größe genügend ist, um die Detektorkapazitäten nicht erkennen zu lassen, besitzen z. B. lange Zuleitungsschnüre für Fernhörer, der Speisestromkreis der Schlömilchzelle, der Fritterstromkreis mit den Fritteranschlüssen, schließlich alle Zuführungen und Innenführungen, wie man sie auf drahtlosen Betriebsstationen meistens in reichlichem Maße findet.

In Tabelle I sind die Größenordnungen derartiger „toter" Kapazitäten angegeben; sie wurden nach einem Substitutionsverfahren gemessen, wie es Kiebitz zur Messung von Dielektrizitätskonstanten angegeben hat[3]). Der Hahnemannsche Wellenmesser (Stationsprüfer) (I in Fig. 5) erregte einen Meßkreis (II), der aus einer Selbstinduktionsspule ($L = 11{,}25 \cdot 10^6$ cm, für langsame Wechsel gemessen) und einem geeichten Drehkondensator C bestand. Der Stationsprüfer war dauernd auf die Wellenlänge $\lambda = 1180$ m eingestellt. Die Resonanz des Meßkreises II wurde durch Koppelung mit einem besonderen Detektorkreis III, bestehend aus Spule L_1, Detektor D, Blockkondensator C_1 und Fernhörer F festgestellt. C des Meßkreises II betrug dann 312 cm. Dabei waren die Spulen der Kreise I, II und III so orientiert, daß der Stationsprüfer I nicht direkt auf den Kreis III induzieren konnte. Danach wurde die zu messende Kapazität parallel zu C des Kreises II angelegt. Um dieselbe Eigenschwingung wie zuerst zu erhalten, muß nun der Kondensator C kleiner gestellt werden. In Spalte 2 der Tabelle sind diese neuen Einstellungen von C für die einzelnen Kapazitätsrepräsentanten eingetragen. Die Differenz mit dem zuerst eingestellten Kondensatorwert gibt die Größe der jeweilig parallel angelegten „toten" Kapazität direkt an.

Tabelle I.

$\lambda = 1180$ m.

Es wird an C parallel angelegt	Kondensator C =	Größe der angelegten Kapazität
—	312 cm	—
1. Telephonschnüre, 1,5 m lang	235 „	77 cm
2. Telephon + Schnüre	215 „	97 „
3. Lokalstromkreis der Schlömilchzelle geöffnet[1])	285 „	27 „
4. Derselbe geschlossen	173 „	139 „
5. Fritteranschlüsse + Klopfergehäuse	300 „	12 „
6. Eine Kondensatorzuführung, 35 cm lang, verdrillt	296 „	16 „

Liegen diese Leitungen nun so im Detektorkreis, daß sie in Reihe mit dem großen Blockkondensator und parallel zum Detektor sind, so wird bei kleiner Detektorkapazität die gesamte vorhandene Kapazität wesentlich bestimmt sein durch die Kapazität des toten Kondensators. Man mißt daher eine Eigenschwin-

1) Das ist im wesentlichen die etwa 30 cm lange Zuführung zur Zelle allein. Beschreibung des Stromkreises s. o.

1) Nesper, Jahrb. f. drahtl. T. I. 112, 1908.
2) Arco, E.T.Z. **30**, 535, 1909.
3) Kiebitz, E.T.Z. **30**, 20, 1909.

gung des Detektorkreises, die sich aus Selbstinduktion der Spule und der toten Kapazität herleitet. In der Tat erhält man für alle untersuchten Detektoren in dieser Schaltung eine ausgeprägte Eigenschwingung.

Tabelle II möge dies zeigen. Die in der ersten Spalte angegebenen Schwingungskreise wurden nach dem in Fig. 4 angegebenen Verfahren mit Poulsenschwingungen gemessen. Die gefundenen Werte stehen in Spalte 2. Danach wurden in die Kreise Detektoren (Schlömilchzelle, Bleiglanzdetektor oder Fritter) eingeschaltet und mit dem Stationsprüfer nun die Eigenschwingung festgestellt; die Werte sind in Spalte 3—5 eingetragen. Hierbei ist zum Bleiglanzdetektor (D in Fig. 6) der Fernhörer F

Fig. 6.

parallel geschaltet, entsprechend liegen zur Schlömilchzelle der Lokalstromkreis, und zum Fritter der Fritterstromkreis parallel.

Tabelle II.

1		2	3	4	5
Schwingungskreis aus Spule und Kondensator		Mit Poulsenschwingungen gemessen	Mit Stationsprüfer gemessen und		
$L =$	$C =$	$\lambda =$	Schlömilchzelle $\lambda =$	Bleiglanzdetektor $\lambda =$	Fritter $\lambda =$
$0{,}38 \cdot 10^{-3}$ m	22,5 m	595 m	220 m	150 m	132 m
	16,4 „	506 „	215 „	142 „	126 „
	11,5 „	422 „	204 „	135 „	120—123 m
	9,5 „	320 „	174 „	130 „	ca. 118 m
$6{,}35 \cdot 10^{-3}$ m	22,5 m	2320 m	—	—	570 m
ca. $5 \cdot 10^{-3}$ m	25 m	1900 m	700 m	520 m	400 m

Man erkennt, daß der eingeschaltete Detektor die Wellenlänge scheinbar verkleinert, d. h. es wird die Kapazität des Schwingungskreises verkleinert, wenn hinter dem vorhandenen Kondensator (C in Fig. 6) ein Detektor mit Fernhörer oder sonstigen Hilfsapparaten geschaltet wird; es hat also der eingeschaltete Detektorapparat Kapazität, die sich z. B. aus der letzten Horizontalreihe der Tabelle II für das Aggregat der Schlömilchzelle zu etwa 2,5 m berechnet, für das Aggregat Bleiglanzdetektor-Fernhörer zu 1,4 m, für die Fritteranordnung zu 0,8 m[1]). Es soll nun gezeigt werden, daß diese Erscheinung wesentlich auf tote Kapazität zurückzuführen ist.

c) Vermeidung toter Kapazitäten durch geeignete Schaltung. Den störenden Einfluß der toten Kapazitäten kann man dadurch beseitigen, daß sie parallel zu dem Kondensator C (Fig. 6) gelegt werden (wie in Fig. 7). Da dieser eine ziemliche Größe haben darf, wie unten näher gezeigt werden soll, macht die Vergrößerung durch die parallel geschalteten kleinen toten Kapazitäten verschwindend wenig aus. Dann kann eine Veränderung der Periode und Dämpfung des Schwingungskreises durch das Einschalten des Detektors nur noch von den Eigenschaften des Detektors verursacht sein. Und so sind auch Telephone bzw. die Stromkreise für Schlömilchzelle und Fritter bei den oben beschriebenen Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes geschaltet. Fig. 2 ist also gemäß Fig. 7

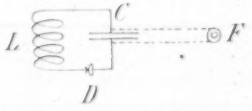


Fig. 7.

dahin zu ergänzen, daß die Fernhörer (bzw. die Lokalstromkreise) parallel an C liegen. Auch die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie schaltet neuerdings die Detektorkreise in dieser Art[2]).

IV. Aperiodische Detektorkreise.

Benutzt man derart geschaltete Detektorkreise[3]), dann zeigt es sich, daß man die Detektoren in zwei Klassen einteilen kann: 1. in solche, die die Eigenschwingung des Kreises dämpfen, 2. in solche, die außerdem die Wellenlänge verkleinern. Im ersten Falle stellt der Detektor in der Hauptsache Widerstand dar; im zweiten Falle hat man mit einer Kapazität des Detektors zu rechnen.

a) Kreise mit Ticker. Am einfachsten sind die Verhältnisse zu übersehen beim Ticker[4]). Er ist ein schwingender Kontakt, d. h. ein Widerstand, der auf mechanischem Wege abwechselnd sehr groß und sehr klein gemacht wird. Schaltet man einen solchen in einen Kreis (wie Fig. 6

1) Hierbei war eine 1 m lange Apparatzuleitung eingeschaltet, die bei der entsprechenden Messung in Tabelle I weggelassen wurde; daher der hier wesentlich höhere Wert.

2) Vgl. Arco, Jahrb. f. drahtl. Tel. **2**, 582, Fig. 13, 1909 (E.T.Z. **30**, 564, Abb. 14, 1909).

3) Diese Schaltung wurde den folgenden Untersuchungen immer zugrunde gelegt.

4) V. Poulsen, E.T.Z. **27**, 1040, 1906.

zeigt) ein, so beobachtet man, daß die Resonanz um so unschärfer wird, je empfindlicher man einreguliert. Dieser Umstand schneller regelmäßiger Unterbrechungen ist ein sehr wichtiger; ihm ist an dem in der Praxis gebräuchlichen Modell der C. Lorenz-A.-G. dadurch Rechnung getragen, daß eine Zunge aus Golddraht durch eine schwingende Membran in schnelle Schwingungen versetzt wird und er im Rhythmus dieser Schwingungen gegen einen Goldbügel Kontakt macht; dabei kann durch geeignete Verschiebung der Kontaktstelle die Zahl der Unterbrechungen variiert werden.

Schwingungskreise aus L und C werden durch Widerstand w aperiodisch, falls

$$w \geqq 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Demgemäß wird auch ein Schwingungskreis durch einen Detektor ohne Kapazität um so leichter aperiodisch, je kleiner L ist. Für allzu großes L gibt es trotz Ticker noch ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. für $L =$ etwa $12 \cdot 10^3$ m und $C =$ etwa 8 m ist trotz Ticker eine, wenn auch unscharfe Resonanz vorhanden. Für dieselbe Wellenlänge und eine Selbstinduktionsspule $L =$ etwa $3{,}8 \cdot 10^3$ m und $C = 25$ m ist der Kreis fast aperiodisch, die Resonanz ist nur in sehr weiten Grenzen anzugeben.

b) Kreise mit Bleiglanzdetektor. 1. Allgemeines. Auch der von F. Braun[1]) angegebene Bleiglanzdetektor[2]) repräsentiert einen variablen Widerstand, der an der Berührungsstelle zwischen Bleiglanz und Graphitspitze liegt. Erregt man einen Kreis, in den ein Bleiglanzdetektor eingeschaltet ist (Fig. 7), so läßt sich eine Resonanz überhaupt nicht mehr nachweisen, selbst nicht für sehr große Selbstinduktion. Es kommt daher auch auf die Größe des zum Fernhörer parallel liegenden Kondensators überhaupt nicht mehr an. Er kann sogar weggelassen werden, wenn die tote Kapazität der Fernhörerschnüre mindestens 100 cm beträgt (Fig. 8).

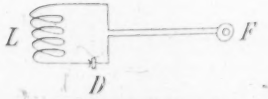


Fig. 8.

2. Erzeugung von Gleichstrom durch Wechselspannungen mittels Bleiglanzdetektor. Der Bleiglanzdetektor kann in ähnlicher Weise zur Erzeugung von Gleichstrom benutzt werden wie eine Funkenstrecke bei den Versuchen von v. Geitler[1]) am Lecherschen System. Zu dem Zwecke muß am Detektor der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze stetig variabel sein.

Der hierzu benutzte Bleiglanzdetektor hatte im wesentlichen folgende Form: Der Graphitspitze G (Fig. 9) gegenüber saß das Bleiglanzstück B auf einem schmalen biegsamen Stahlband, das um eine Achse A horizontal drehbar war. Um das Bleiglanzstück B gut auf der Stahlfeder anlöten zu können, wurde es vorher galvanisch verkupfert, dasselbe geschah mit dem Graphitstab, um ihm in seinem Führungsbock einen guten Kontakt zu geben. Der Druck zwischen Bleiglanz und Graphitspitze wurde mittels der Schraube S reguliert, die zu dem Zwecke eine Teilung trug. Eine leichte Spiralfeder F diente dazu, eine möglichst stetige Druckregulierung herbeizuführen. Um größere Metallteile am Detektor zu vermeiden, war die Spitze der Schraube aus Elfenbein und war die Spiralfeder F durch einen Seidenfaden isoliert angelegt. Die Zuführungen geschahen von der Achse A und dem Führungsbock des Graphit G aus. Das Ganze saß auf einem 3×5 cm großen Hartgummistück.

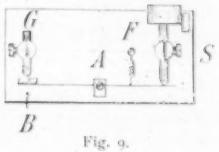


Fig. 9.

Dieser Bleiglanzdetektor lag in einem Schwingungskreise, der von einem zweiten, mit tönenden Funken gespeisten Schwingungskreise erregt wurde und in 5 m Abstand davon aufgestellt war. An den Kondensator war ein Galvanometer G angeschlossen mit vorgeschaltetem Fernhörer (F, Fig. 10); letzterer diente als Drosselspule für

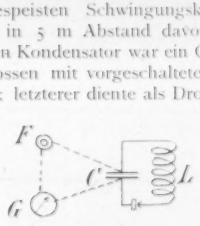


Fig. 10.

den Galvanometerkreis und war gleichzeitig Kontrolle, ob eine Schwingung vorhanden war.

Bei sehr gelindem Druck, beginnend mit dem Anfang einer Berührung zwischen Graphitspitze und Bleiglanz, schlägt das Galvanometer

1) F. Braun, E.T.Z. **27**, 1199, 1906.

2) Benutzt wurde die von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in den Handel gebrachte Ausführung.

1) v. Geitler, diese Zeitschr. **10**, 795, 1909; Verh. d. D. Phys. Ges. 1909, S. 443.

nach einer Richtung aus. Mit wachsendem Druck wird der Ausschlag erst größer, später wieder kleiner und erfolgt schließlich nach der entgegengesetzten Seite. Dazwischen gibt es eine scharf begrenzte Druckstelle, an der das Galvanometer überhaupt nicht ausschlägt; es genügt eine äußerst geringe Druckänderung, um das Galvanometer in der einen bezw. andern Richtung ausschlagen zu lassen. In der Umgebung dieser Stelle hat man im Fernhörer größte Lautstärke.

Es folgt hieraus: Nach der Geitlerschen Theorie erklärt sich das Verhalten des Bleiglanzdetektors, wenn man annimmt, daß er einen mit der Stromstärke veränderlichen Widerstand besitzt.

c) Kreise mit Schlömilchzelle. Als Indikatoren elektrolytischer Natur sind Polarisationszellen geeignet, bei denen eine sehr feine Platinspitze als Anode in Schwefelsäure taucht. Untersucht wurde eine Ausführungsform, die Schlömilchzelle[1]), wie sie von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in den Handel gebracht wird. Man kann die Schlömilchzelle genau so wie den Bleiglanzdetektor verwenden unter Benutzung eines Fernhörers. Sie ist dann wenig empfindlich; empfindlicher wird sie durch Anlegung einer elektromotorischen Kraft, deren Größe je nach der Zelle zwischen 2,8—4,2 Volt schwankt. Die hierbei übliche Schaltung ist in Fig. 11a schematisch wiedergegeben. Da die

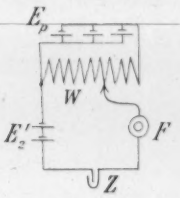


Fig. 11a.

elektromotorische Kraft zweier hintereinander geschalteter Elemente (E 1 und 2) im allgemeinen für die Zelle nicht ausreicht, kann ein Bruchteil der Spannung dreier parallel geschalteter Elemente (E_p), die über einen Widerstand (w) von etwa 112 Ohm geschlossen sind, zugeschaltet werden. Bei der im Telegraphen-Versuchsamt hergestellten Apparatur wurde ein Hauptaugenmerk darauf gelegt, bei den Stromleitungen keine Schleifen zuzulassen, auf die vom Erregerkreise induziert werden könnte. Alle Leitungen sind daher verdrillt. Um für Meßzwecke auch noch die Induktion auf die Widerstandsspule zu vermeiden, wurde eine besondere Anordnung konstruiert, mit zwei gegeneinandergesetzten bifilaren Widerständen; schematisch ist diese Anordnung in Fig. 11b dargestellt.

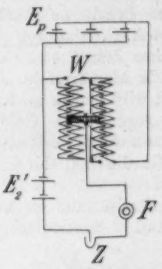


Fig. 11b.

Schaltet man in einen Kreis, der aus Selbstinduktionsspule und Kondensator besteht, eine Zelle ein, so beobachtet man je nach der Größe von Selbstinduktion und Kondensator folgendes: Ist der Kondensator sehr klein, so zeigt der Kreis annähernd dieselbe Eigenschwingung mit und ohne Zelle. In einem Beispiel hatte ein Kreis aus $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm und $C = 30$ cm ohne Zelle eine Eigenschwingung von $\lambda = 395$ m, mit Zelle eine solche von $\lambda = 390$ m. War der Kondensator größer, so war die Eigenschwingung weniger scharf ausgeprägt; außerdem war sie kleiner als ohne Zelle.

Wird die Kondensatorkapazität mindestens 25 m groß, so ist die Eigenschwingung sehr stark gedämpft, ein Resonanzmaximum kann nur in weiten Grenzen angegeben werden. Die Lage dieses unscharfen Maximums ist von der Größe des Kondensators unabhängig.

Diese Erscheinung findet ihre Erklärung in der Annahme, daß die Schlömilchzelle Widerstand und Kapazität besitzt. Bei kleinem Kondensator ist die Gesamtkapazität des Kreises durch Hintereinanderschaltung dieses kleinen C und der erheblich größeren Zellenkapazität bestimmt, das heißt, sie entspricht ziemlich genau der Kondensatorkapazität. Ist dagegen der Kondensator groß gegen die Zellenkapazität, so entspricht die Gesamtkapazität des Schwingungskreises der Zellenkapazität. Ist die Kondensatorkapazität von ähnlicher Größe wie die Zellenkapazität, so wird die Eigenschwingung des Schwingungskreises, in den die Zelle geschaltet wird, verkleinert. Ist z. B. die Eigenschwingung eines Kreises, bestehend aus Spule $L = 6{,}35 \cdot 10^3$ m und Kapazität $C = 5{,}4$ m, mit dem Stationsprüfer erregt (Verfahren nach Fig. 5), $\lambda = 1160$ m, so sinkt sie auf $\lambda = 470$ m, wenn die Schlömilchzelle zwischen Spule und Kondensator einge-

1) Schlömilch, E.T.Z. **24**, 959, 1903.

schaltet wird. Bei diesem Zahlenbeispiel ist der Kreis nur wenig gedämpft.

In der Tabelle III ist für die gemessenen Wellenlängen der Bereich angegeben, in dem eine Einstellung des Maximums der Resonanz ausführbar ist. Man sieht, daß mit wachsendem C die Resonanz unscharf wird.

Tabelle III.

Kreis aus Spule L =	Kondensator C =	λ =
$6{,}35 \cdot 10^3$ m	5,4 m	470 m ± 15 m
	11,5 „	480 „ ± 20 „
	22,5 „	520 „ ± 35 „
	30 „	525 „ ± 40 „
	50 „	530 „ ± 50 „
	75 „	530 „ ±100 „
$17{,}2 \cdot 10^3$ m	11,5 m	830 m ± 30 m
	22,5 „	850 „ ± 40 „
	72 „	850 „ ± 60 „

Man erhält eine ausgeprägte Eigenschwingung auch in einem Kreise mit Schlömilchzelle, in dem der Kondensator, zu dem parallel das Lokalstromaggregat liegt, ganz weggelassen wird. Der Kreis besteht dann nur (analog wie in Fig. 8) aus Spule, Zelle und dem Aggregat des Lokalstromkreises. Es zeigte sich z. B. in einem so geschalteten Kreise, dessen Spule $L = 11{,}25 \cdot 10^5$ cm war, eine Eigenschwingung $\lambda = 695$ m. Die Erklärung liegt in der im Abschnitt IIIb besprochenen Erscheinung der „toten Kapazität". Aus Tabelle I hatte sich ergeben, daß auch der Lokalstromkreis mit Fernhörer eine solche tote Kapazität bildet, die geeignet ist, einem Kreise eine ausgeprägte Eigenschwingung zu ermöglichen.

Man kann die Kapazität der Zelle durch folgende Substitutionsmethode experimentell bestimmen: An Stelle der Zelle wird ein geeichter Drehkondensator (K) eingeschaltet (Fig. 12) und

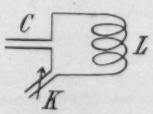


Fig. 12.

mit einer Poulsenanordnung (Verfahren nach Fig. 4) erregt, deren Wellenlänge die mit der Zelle gefundene war. Die Einstellung des Drehkondensators im Resonanzfalle gibt die von der Zelle repräsentierte Kapazität direkt an. Gemessen wurde so bei der kleineren Spule (Tabelle III) ein Wert von 114 cm, bei der größeren Spule 112 cm (berechnet wurde 113 cm bzw. 112 cm). Die Kapazität der einzelnen Zellen ist jedoch verschieden, sie ist am größten bei älteren, schon viel benutzten Zellen, und lag bei den untersuchten Zellen zwischen 1 und 6 m.

Die Kapazität ist weiterhin verschieden, je nach der Spannung, die an die Zelle gelegt wird. Mit angelegter Spannung (etwa 2,8 Volt) ist sie kleiner als ohne Spannung, bei wachsender Spannung nimmt sie weiter ab.

Eine Zelle ergab z. B. in einem Schwingungskreise folgende Eigenschwingungen:

ohne Spannung . . λ = etwa 600 m,
Spannung 2,8 Volt λ = „ 350 „,
„ 3,5 „ λ = „ 260 „,
„ 4,2 „ λ = „ 170 „.

Eine andere Zelle ergab in demselben Kreise folgende Eigenschwingungen:

ohne Spannung λ = etwa 1000 m,
mit Spannung λ = „ 700 „.

Die letztere Zelle ist schon eine alte und stark beanspruchte; sie zeigt eine größere Kapazität wie die erste Zelle. Bei größerer elektromotorischer Kraft wird der Kreis gleichzeitig stärker gedämpft.

H. Abraham[1]) ist bereits zu einem ähnlichen Resultat gekommen, daß die Schlömilchzelle sich verhält wie eine Kapazität in Serie mit mehreren Hunderten Ohm. Doch konnte durch die vorliegenden Versuche der von ihm beobachtete Kapazitätswert „einige Hundertstel Mikrofarad" in dieser Größe nicht festgestellt werden.

d) Kreise mit Fritter. Der Fritter wird an einen besonderen Stromkreis angeschlossen, der ein Relais enthält; letzteres betätigt einen Schreibapparat und den sog. Klopfer, der die Aufgabe hat, den Fritter im geeigneten Augenblicke zu entfritten. Die technisch gebräuchliche Schaltung veranschaulicht Fig. 13 schema-

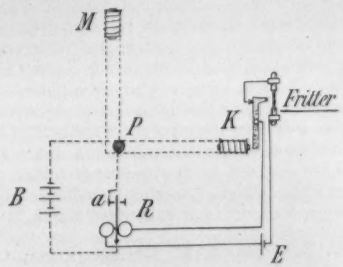


Fig. 13.

tisch. R ist das Relais[2]), durch dessen Arbeitskontakt a die Batterie B über den Schreibapparat M

1) H. Abraham, Compt. rend. **144**, 1209, 1907.

2) Die untersuchten Fritter, das Relais mit magnetischer Feldregulierung und die Zubehörteile sind Ausführungsformen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

und parallel dazu über die Klopferspulen K geschlossen wird. P ist eine Polarisationszelle zur Aufnahme der in den Magnetspulen entstehenden Induktionsstöße; E ist das Fritterelement. Der Fritterstromkreis ist in ausgezogenen, der Arbeitsstromkreis in gestrichelten Linien dargestellt. Wird der Fritter erregt, so wird der Stromkreis des Elementes E über ihm geschlossen; die Relaiszunge schließt den Arbeitskontakt a; durch die Spulen M und K fließt daher Strom von B aus, der Schreibapparat wird betätigt, der Klopfer angezogen, d. h. er entfrittet den Fritter, nachdem er den Fritterelementenkreis geöffnet hat, um Funkenbildung zwischen den Metallkörnern des Fritters zu vermeiden. Auch an dieser Apparatur wurden alle Stromzuführungen verdrillt gelegt, um Induktionsschleifen zu vermeiden. Der Umstand, daß es günstig ist, den Fritter in stromlosem Zustand zu entfritten, bringt es mit sich, daß das ganze Klopfergerüst mit an den Fritteranschlüssen liegt. Diese ganzen Metallteile bilden aber, wie in Tabelle I gezeigt wurde, eine kleine unvermeidliche tote Kapazität. Infolgedessen gelang es nicht, einen Schwingungskreis (geschaltet wie in Fig. 7, statt Fernhörer F der Fritterstromkreis) mit Fritter stark gedämpft zu erhalten. Ein solcher Kreis hat eine scharf ausgeprägte Eigenschwingung; z. B. wenn $L = 12 \cdot 10^3$ m und $C = 22$ m war, so war $\lambda = 375$ m.

Hieraus berechnet sich die für die Eigenschwingung in Betracht kommende Kapazität zu 11—12 cm; das ist aber der Wert, der für die am Fritter hängenden Metallteile in Tabelle I gemessen wurde. Auf die Größe des Kondensators C kommt es bei dieser kleinen wirksamen Kapazität nicht an, sofern sie mindestens 100 cm beträgt.

Der Fritter ist demnach in unerregtem Zustand aufzufassen als sehr großer Widerstand mit paralleler Kapazität, die jedoch gegen 12 cm nicht in Betracht kommt. Vermeiden haben sich diese toten Kapazitäten nicht lassen; sie wurden auf die äußersten Maße reduziert und stellten nur noch einen verschwindenden Rest von all den Metallteilen dar, die an dem benutzten früher auf einer Funkentelegraphen-Station im Betriebe gewesenen Stationskasten vorhanden waren.

V. Bemessung von Detektorkreisen.

Es möge nun noch kurz zusammengefaßt werden, wie der Detektorkreis am günstigsten zu bemessen ist, damit er für verschiedene Detektoren möglichst aperiodisch ist. Er soll nach Abschnitt II nur bestehen aus Spule und Blockkondensator, dem Detektor und seinen Hilfsapparaten, Fernhörer bzw. Lokalstromkreis. Letztere hatten sich als tote Kapazitäten erwiesen; um sie daher an eine Stelle zu legen, wo sie nicht schaden, sind sie parallel zum Blockkondensator zu schalten (Fig. 7). Mit Rücksicht auf die Schlömilchzelle ist, wie in IVc gezeigt wurde, der Blockkondensator möglichst groß zu wählen; aus Tabelle III geht hervor, daß die Größe von 50 m vollauf genügt; diese Größe hat er auch an den Empfangsapparaten des Telegraphen-Versuchsamtes; er ist ein Glimmerkondensator (kleine Type der C. Lorenz-A.-G.), der sich bequem an der Koppelungsspule selbst befestigen läßt. Für die Tickerschaltung hatte sich (IVa) dieselbe Forderung ergeben.

Für die Größe der Koppelungsspule ist wiederum die Schlömilchzelle maßgebend. Man bemißt die Spule so, daß ihre Selbstinduktion mit einer durchschnittlichen Zellenkapazität von etwa 2 m die mittlere Wellenlänge des Bereiches ergibt, in dem man den Luftleiterkreis mit den vorhandenen Abstimmitteln einstellen kann. Für einen Wellenbereich von 600 bis 1200 m im Empfänger wird man die Selbstinduktion der Koppelungsspule etwa 10^6 cm groß wählen. Der Detektorkreis gibt dann mit Schlömilchzelle ein sehr unscharfes Maximum zwischen 800 und 1000 m Wellenlänge. Derselbe Kreis ist dann mit Ticker und Bleiglanzdetektor gänzlich aperiodisch. Die Spule von 10 km Selbstinduktion ist genügend groß; denn der Antennenkreis induziert so stark auf diesen Detektorkreis, daß die Eigenschwingung des Antennenkreises stark gedämpft erscheint. Es ist aber nicht möglich, diesen Detektorkreis, der für die Schlömilchzelle nahezu, für den Bleiglanzdetektor und den Ticker vollständig aperiodisch ist, auch für den Fritter aperiodisch zu machen. Darum muß man den Detektorkreis mit Fritter abstimmbar einrichten, indem man parallel zum Fritter einen variablen Kondensator schaltet, eine Schaltung, die auch bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie üblich ist. Demgegenüber bieten Bleiglanzdetektor, Schlömilchzelle und Ticker neben viel größerer Empfindlichkeit als der Fritter den Vorteil, daß man sie in einer Schaltung anbringen kann, die es bloß erforderlich macht, den Luftleiterkreis auf die gewünschte Wellenlänge abzustimmen.

(Eingegangen 25. Januar 1910.)

Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom.

Von H. Barkhausen[1]).

Auf dem Salzburger Naturforschertage bemerkte ich in der Diskussion zu dem Vortrage des Herrn v. Geitler „Über die Erzeugung von

1) Aus Verhandl. d. D. Physik. Ges. 11, 711, 1909.

Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte"[1]), daß eine Erzeugung von Gleichstrom allein durch Änderung der Induktivität des Stromkreises nicht stattfinden könne[2]). In einer früheren Arbeit über ein ähnliches Problem habe ich nämlich die beiden Sätze abgeleitet[3]):

„In einem stromdurchflossenen veränderlichen Ohmschen Widerstande kann außer einer Wärmeentwicklung nur ein Austausch der Energie von Gleich- und Wechselstrom stattfinden."

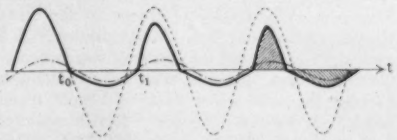
„In einer stromdurchflossenen veränderlichen Induktion oder Kapazität kann außer einer Wärmeentwicklung nur ein Austausch von mechanischer mit Wechselstromenergie stattfinden."

Daraus folgt, daß zur Erzeugung von Gleichstrom aus Wechselstrom die Änderung eines Ohmschen Widerstandes notwendig ist. Ohne diese, allein durch Änderung der Induktivität oder Kapazität läßt sich eine Umwandlung von Wechsel- in Gleichstrom oder umgekehrt nicht erzielen.

Später teilte mir Herr v. Geitler brieflich ein eigenartiges Paradoxon mit, das dieser Theorie zu widersprechen scheint. Man schalte eine Drosselspule an eine rein periodische elektromotorische Kraft, etwa ein Wechselstromnetz, an. Es fließt dann ein reiner Wechselstrom durch die Drosselspule. Nun vergrößere man immer die Selbstinduktion, wenn der Strom negativ wird, während man in der anderen Phase, wo der Strom positiv wird, die Selbstinduktion wieder verringert. Dies läßt sich praktisch z. B. dadurch verwirklichen, daß man periodisch einen Eisenkern in die Spule hineintaucht und wieder herauszieht, und zwar in der Periode des Wechselstromes. Durch einen Synchronmotor oder dergleichen läßt sich das leicht ausführen. Dann wird der Strom in der negativen Phase immer bedeutend stärker abgedrosselt als in der positiven, und es hat den Anschein, als ob dadurch aus dem reinen Wechselstrom ein solcher mit einer positiven Gleichstrombeimischung werden müßte.

Es ist wohl schon öfters versucht worden, auf diese Weise eine Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom zu bewerkstelligen. Sie hätte technisch den großen Vorzug, daß sie die „veränderlichen Ohmschen Widerstände", die unsicheren Elemente im Stromkreise wie elektrolytische Zellen, Lichtbögen oder Kontakte, vermeidet. Leider ist dies prinzipiell unmöglich.

Wie in dem obigen Falle durch die Spule ein reiner Wechselstrom ohne Gleichstrombeimischung fließen kann, läßt sich durch eine graphische Konstruktion leicht veranschaulichen. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß der Eisenkern immer gerade in die Spule hineingestoßen und herausgezogen werde, wenn der Strom durch Null geht. Das Eisen ist dann ganz unmagnetisch und es entstehen keine Induktionserscheinungen durch seine Bewegung, die im anderen Falle die Konstruktion erheblich komplizieren würden, ohne wesentlich anderes zu liefern.



In der Figur bedeute die punktierte Kurve den Stromverlauf, wenn sich der Eisenkern dauernd außerhalb der Spule, die strichpunktierte Kurve, wenn er sich dauernd in der Spule befände. Letztere besitzt, entsprechend der höheren Selbstinduktion, eine geringere Amplitude und eine Phasenverzögerung gegen erstere. Diese Phasenverzögerung ist der Punkt, der bei der ersten Betrachtung nicht berücksichtigt wurde. Wenn jetzt nämlich zur Zeit t_0 der Strom der eisenlosen Spule Null wird und der Eisenkern hineingeschoben wird, kann der Strom nicht die strichpunktierte Kurve beschreiben, da der Anfangswert ein anderer ist. Er wird vielmehr in einer Kurve verlaufen, die zur strichpunktierten in dem mit der Zeit t abnehmenden Abstand $Ae^{-\frac{W}{L}t}$ verläuft, wenn A der anfängliche Abstand zur Zeit $t=0$ ist. Dieser Verlauf ist durch die ausgezogene Kurve bezeichnet. Zur Zeit t_1 geht der Strom wieder durch Null. Er kann hier wieder den Verlauf der punktierten Kurve wegen des anderen Anfangszustandes nicht einhalten, sondern nähert sich diesem wieder exponentiell an. Man erkennt, wie man bei weiterer Fortsetzung dieser Konstruktion die ausgezogene Stromkurve erhält, die aus einer kürzeren positiven Phase mit hoher Amplitude und einer längeren negativen Phase mit niedriger Amplitude besteht, und daß es nicht unwahrscheinlich ist, daß die von beiden Phasen eingeschlossenen, in der Figur schraffierten Flächen gleich groß sind, wie die Theorie es fordert.

Würde man das verschieden starke Abdrosseln der positiven und negativen Phase in gleicher Weise durch periodisches Zu- und Abschalten von Ohmschen Widerständen oder von Drosselspulen bewirken, wobei bei letzteren der

1) Diese Zeitschr. **10**, 795, 1909.
2) Vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 446, 1909, Anm.
3) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. (Verlag von S. Hirzel, Leipzig.) S. 13 und 16.

Ohmsche Widerstand in gleichem Verhältnis wie die Selbstinduktion sich änderte, so würde der Strom dauernd den in der positiven Phase aus der punktierten Kurve, in der negativen aus der strichpunktierten sich zusammensetzenden Verlauf beibehalten, da wegen des Fehlens der Phasenverschiebung beide Kurven sich auf der Abszissenachse aneinander anschließen. Es würde also entsprechend den vorhandenen veränderlichen Ohmschen Widerständen dann in der Tat ein Gleichstrom entstehen. — In dem erstgenannten Falle wäre beim Widerstande Null auch keine Phasenverschiebung der beiden Kurven vorhanden. Beim Widerstande Null ist aber der Gleichstrom unbestimmt, von beliebiger Größe, indem jeder anfänglich vorhandene Gleichstrom von selbst dauernd weiter fließen würde, ein Fall, der in der Theorie ausdrücklich ausgenommen ist.

(Eingegangen 12. Januar 1910.)

Meßmethoden für den Wechselstromerdinduktor.

Von J. J. Taudin Chabot.

Der rotierende Erdinduktor mit durchgehender Leiterverbindung[1]), wie überhaupt jeder solcher mit drehendem Leiterkreis gestattet die Erzeugung nur von wechselnden elektrischen Spannungen, d. h., wo diese Spannungen sich ausgleichen, nur von elektrischen Strömen wechselnder Richtung. Dauernde Richtung im Raume bekommt daher das resultierende elektromagnetische Feld nur bei synchronem Wechsel der Richtung, worin die Leiterbahn von den Strömen durchlaufen wird. Dazu läßt sich entweder eine Bewegung der ununterbrochenen Leiterbahn selbst einrichten, oder aber ein fortgesetztes Vertauschen zweier Anschlußstellen der zu dem Behufe unterbrochenen Leiterbahn.

Es braucht keiner Erörterung, daß jedem Kunstgriff, namentlich letztgemeinter Art, ein Arbeiten mit ununterbrochen durchgehender Leiterverbindung überlegen sein wird, in Sonderheit, wenn es uns gelingt, die noch wenig gepflegte Messung des Wechselfeldes entsprechend zu entwickeln. So seien die in Frage kommenden Methoden nachfolgend zusammengestellt:

a) Der Widerstand eines Zweiges der Wheatstoneschen Brücke, der einen sogenannten Barrister enthält, wird durch die Joulesche Wärme der Wechselströme erhöht, das Gleichgewicht gestört und der Ausschlag eines Gleichstromgalvanometers im Gleichstromkreise abgelesen.

b) Die volle Wechselstromkurve wird beobachtet mittels Saitengalvanometers (dessen Magnetkreis wegen Vermeidung von Streufeldern engstgeschlossen und stetig gekrümmt ist).

c) Ein einseitiger Saitenanschlag wird wahrgenommen bei symphasem Wechsel des Galvanometerfeldes.

d) Es werden Mehrphasenströme und durch diese ein sogenanntes Drehfeld erzeugt, worin die entsprechende Ablenkung eines elastisch gerichteten Systems erfolgt.

Haupterfordernis bei den Arbeiten mit dem Erdinduktor, gleichviel nach welcher von diesen Methoden, bleibt es der Geschwindigkeit Rechnung zu tragen, entweder, indem man dieselbe mit der Stromkurve registriert und die Kurve sodann auf konstante Geschwindigkeit (gleiche Abszissen) reduziert, oder indem man die Geschwindigkeit des Induktors gegen die Empfänglichkeit des Beobachtungsinstruments balanciert, wenigstens innerhalb der Grenzen, zwischen denen Winkelgeschwindigkeitsschwankungen vorkommen könnten.

Von den verschiedenen Ausführungsmöglichkeiten, die es hier gibt, gestaltet sich eine wie folgt:

Mit dem Erdinduktor wird ein kleines Zentrifugalgebläse betrieben zur Erzeugung eines Luftstromes, der die elastische Einstellung des im Drehfelde des Beobachtungsinstruments abzulenkenden Systems besorgt, derart, daß mit der Induktorrotation die Starrheit der Einstellung wächst durch das Mittel eines mehr oder weniger schnellen, d. h. mehr oder weniger starren Luftstromes, so daß Stärkeschwankungen der Ströme, die in Geschwindigkeitsschwankungen der Umdrehung ihren Grund haben, nicht, wohl und lediglich aber solche, die Feldschwankungen bedeuten, zum Ausdruck kommen.

Chabot Observatory, Oakland Cal., 20. Dez. 1909.

(Eingegangen 12. Januar 1910.)

1) Diese Zeitschr. 9, 226, 1908.

Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. S. Gripenberg.

In Anbetracht des hohen Reflexionsvermögens des kristallinischen Selens, schien eine höhere Ausnutzung des Lichtes in vielen Fällen wünschenswert. Das gleiche gilt für das auf die Elektroden fallende Licht. Beides wird erreicht durch die unten skizzierte, in aller Kürze beschriebene Anordnung.

Die Elektroden bestehen aus feinen Gittern

von Edelmetall, auf Glasplatten eingebrannt, wie sie schon früher gebraucht worden sind, hierbei ist aber die Glasplatte beiderseitig mit Gittern versehen und die Belichtung erfolgt durch die schmale Seitenkante (Fig. 1) der Glas-

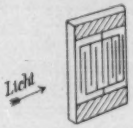


Fig. 1.

platte. Das Licht wird von der einen Selenplatte und deren gutspiegelnde Elektroden auf die andere *Se*-Platte usw. geworfen, bis es die entgegengesetzte Seitenoberfläche (versilbert) trifft, von wo es denselben Weg zurückgeht, um schließlich die Doppelzelle im äußerst geschwächten Zustande zu verlassen. Mehrere solche Zellen lassen sich zu größeren Sätzen vereinigen, wodurch sehr niedrige Widerstände erzielt werden. Wie aus der Fig. 2 hervorgeht, ist jede *Se*-Platte beiderseitig belichtet.

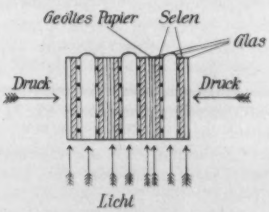


Fig. 2.

Die durch diese Bauart geschaffenen Möglichkeiten sind noch nicht vollständig erforscht. Doch steht fest, daß hierdurch folgendes ausgeführt werden kann:

wirksame Oberfläche 5×3 cm²,
Widerstand im Dunkeln ca. 30 Ohm,
bei Belichtung mit 20000 Lux ca. 6 Ohm,
Belastung 110 Volt, also Stromstärke ca. 19 Amp.

Trägheit: 60 Proz. der Widerstandsabnahme werden in 10 Sekunden nach Aufhören der Belichtung rückgängig.

Helsingfors, 9. Januar 1910.

(Eingegangen 13. Januar 1910.)

Eine Bestätigung des von M. Planck berechneten Wertes der Loschmidtschen Zahl durch die gastheoretischen Daten von Argon.

Bemerkung zu einer Arbeit von H. Sirk.

Von W. Hillers.

In seiner Zusammenstellung über die Berechnung der molekularen Dimensionen bemerkt H. Sirk (Ann. d. Phys. **25**, 904, 1908), daß das Produkt $L^3 x^2 \cdot 10^{20}$ (l. c. oder Nernst Theor. Chemie 1907, S. 429) den Wert 6,2 haben müßte, wenn man in die Gleichung (S. 894)

$$N = \frac{1}{320\, L^3 x^2}$$

für N den Zahlenwert einsetzt, wie ihn M. Planck aus den empirischen Strahlungskonstanten nach seiner Strahlungsformel berechnet. Diese Darstellung wird von M. Reinganum noch später (Ann. d. Phys. **28**, 142, 1909) zitiert. Sirk nimmt dabei $N = 5 \cdot 10^{16}$ auf 1 mm³ bezogen und verweist auf M. Planck (Ann. d. Phys. **4**, 553, 1901)[1]). Dort steht nun diese Angabe überhaupt nicht. In der gleich darauf folgenden Arbeit (Ann. d. Phys. **4**, 564—566, 1901) gibt aber M. Planck den Wert $N = 2{,}76 \cdot 10^{16}$ an, der sich auch in seinen späteren Veröffentlichungen findet (M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, 1906. Barth, Leipzig). Diese Zahlenangabe ist ja in der Zwischenzeit überraschend durch E. Rutherford (diese Zeitschr. **10**, 45, 1909, wo offenbar aus Versehen 2,72 steht statt 2,77, wie er in dieser Zeitschr. **10**, 768, 1909 angibt), J. Perrin (Beibl. z. d. Ann. d. Phys. 1909, S. 978 im Mittel 2,79!) und F. Ehrenhaft (diese Zeitschr. **10**, 310, 1909) bestätigt worden, so daß ihr zweifellos eine große Sicherheit innewohnt.

Damit wird aber das Produkt $L^3 x^2 \cdot 10^{20}$ bedeutend größer, nämlich gegen 11 statt 6,2.

Es erscheint mir nun bemerkenswert, daß diese Zahl in der Reihe *A* der Sirkschen Tabelle für die Berechnung aus den Daten von Argon vorkommt. In der Tat verlangt der dort angeführte Wert 11,2 ein $N = 2{,}79 \cdot 10^{16}$. Vergleichen wir damit, daß auch für das andere einatomige Edelgas Helium P. Ghose (Beibl. 1909, S. 974) $N = 2{,}8 \cdot 10^{16}$ gefunden hat, also in frappanter Übereinstimmung mit den oben angeführten Zahlen, so wird man das kaum dem Zufall zuschreiben können. Vielleicht dürfen wir schließen, daß, ähnlich wie bei den spezifischen Wärmen, gerade diese Gase den Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie auch in bezug auf die Zustandsglei-

1) Wahrscheinl. nach Nernst, Theor. Chemie, 5. Aufl. 1907, S. 430.

chung besonders nahekommen, deren Konstanten in beiden Fällen zur Berechnung verwandt wurden. Der Vorschlag von M. Reinganum (Ann. d. Phys. **28**, 144, 1909) zu einer verbesserten Berechnungsweise würde allerdings den Zahlenwert auch für Argon bedeutend ändern, so daß dann von einer Übereinstimmung nicht mehr die Rede sein kann.

(Eingegangen 12. Dezember 1909.)

Konvektions- und Röntgenstrom in der Relativitätstheorie.

Von Anton Weber.

Es soll hier gezeigt werden, daß die Relativitätstheorie die magnetischen Wirkungen des Konvektions- und Röntgenstromes richtig darstellt.

Nach Minkowski[1]) lauten die Maxwellschen Gleichungen für bewegte Körper (in Lorentzscher Schreibweise):

$$\operatorname{curl}\mathfrak{H} = \frac{1}{c}\left(\dot{\mathfrak{D}} + \mathfrak{J} + \varrho\,\mathfrak{w}\right) \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{D} = \varrho \tag{2}$$

$$\operatorname{curl}\mathfrak{E} = -\frac{1}{c}\dot{\mathfrak{B}} \tag{3}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{B} = 0 \tag{4}$$

$$\mathfrak{D} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{H}] = \varepsilon\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{B}]\right) \tag{5}$$

$$\mathfrak{B} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{E}] = \mu\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{D}]\right). \tag{6}$$

Bei den Versuchen von Röntgen, Rowland, Eichenwald, Himstedt u. a. über die magnetische Wirkung der Konvektions- und Röntgenströme ist

$$\dot{\mathfrak{D}} = \mathfrak{J} = 0$$

und

$$\mu = 1$$

zu setzen. Gleichung (6) wird nun

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{B} + \frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{P}], \tag{7}$$

wenn wir die Polarisation $\mathfrak{P}$ durch die Gleichung definieren:

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D} - \mathfrak{E}.$$

Aus (7) setzen wir den Wert von $\mathfrak{H}$ in (1) und erhalten:

$$\operatorname{curl}\mathfrak{B} = \frac{1}{c}\left(\varrho\,\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P}, \mathfrak{w}]\right). \tag{8}$$

In der Theorie von Minkowski ist $\mathfrak{B}$ quellenfrei, nicht aber $\mathfrak{H}$. Das gilt auch für isotrope Körper. Daher läßt sich nur $\mathfrak{B}$ durch das gewöhnliche Vektorpotential ausdrücken:

$$\mathfrak{B} = \operatorname{curl}\mathfrak{A}, \tag{9}$$

worin

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{4\pi c}\int\frac{dv}{r}\left(\varrho\,\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P}\,\mathfrak{w}]\right). \tag{10}$$

In einem außerhalb der bewegten Scheibe befindlichen Aufpunkt vereinfacht sich Gleichung (6); es wird dort für $\mu = 1$:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$$

also

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{4\pi c}\operatorname{curl}\int\frac{dv}{r}\left(\varrho\,\mathfrak{w} + \operatorname{curl}[\mathfrak{P}, \mathfrak{w}]\right). \tag{11}$$

Diese Formel ist die gleiche, wie die aus der Elektronentheorie von Lorentz hervorgehende, und diese letztere entspricht bekanntlich den Versuchsergebnissen.

(Eingegangen 19. Januar 1910.)

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Bemerkung zu dem Beitrage des Herrn H. Wehner[1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die Westwanderung ist in einem sehr ähnlichen Sinne bereits in einem Vortrage über Vulkanismus zur See von mir selbst behandelt, der im September 1905 in der geologischen Abteilung der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran gehalten, unter diesem Titel auf S. 184 und 185 der „Verhandlungen", II, I, referiert und in erweiterter Form dann von der Halbmonatschrift „Weltall" der Treptow-Sternwarte vom Oktober 1 und 15 1905 veröffentlicht ist. Hier wurde als Titel gewählt: Der Zug nach Westen im ozeanischen Vulkanismus.

Im besonderen ist in beiden Veröffentlichungen ein Hauptgewicht gelegt auf den Nachweis dieses Zuges nach Westen an der Seebebenstatistik des Zentralatlantik. Dieser Nachweis ist nicht allein auf Grund der von Herrn Wehner berücksichtigten 85, von Herrn Rudolph katalogisierten Fälle, sondern auf Grund von 99 Fällen, also von 14 mehr, geführt, davon 13, die zwischen 1891 und 1905 entfielen.

Alles, was für ihn, aber auch, was aus schiffahrtstatistischen Erwägungen gegen ihn sprach, ist in Kürze schon in jenem Referate der „Verhandlungen" gegeben. Es sei deshalb hier auf dieses Referat verwiesen.

Nur sei vor allem hervorgehoben, daß die Forderung einer Frequenzstatistik der Schiff-

1) Diese Zeitschr. **10**, 962, 1909.

1) Gött. Nachr. Math.-phys. Kl. 1908, S. 75.

fahrt, als notwendiger Grundlage für richtige Bewertung solcher bloß statistisch belegten Verhältnisse, noch nach wie vor erhoben werden muß.

Hinzugetreten, als bestätigendes, neues Moment, ist seitdem die erhöhte Seismizität in Westindien 1907, die auf Grund dieses und anderer, verwandten Nachweise in einem Vortrage vorausgesagt war, der vor der geophysikalischen Abteilung der Naturforscherversammlung zu Stuttgart im September 1906 von mir gehalten war. Ein Referat dieses Vortrages, über seismische Fernwirkungen, als Grundlagen für Prognosen und für Ferndiagnosen von Erdkatastrophen, erschien, außer in den „Verhandlungen Deutscher Naturforscher und Ärzte", auch in denen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1906. Ebenso die Referate eines Vortrages auf der Tagung 1907, Die Erdbeben von Jamaika, der das hervorragendste der bestätigenden Ergebnisse behandelte.

Die praktisch verwerteten Schlußfolgerungen aus der Periodizität von $952 = 2 \times 476$ Jahren sind Herrn Wehners eigener, schätzenswerter Einschlag.

Die ihnen zugrunde liegende Anschauung sollte meiner Meinung nach aber nicht von der besonderen Gasform des Erdkerns und der tieferen Schichten des Steinmantels absehen, die den Druckverhältnissen in diesen tiefen Erdschichten entspricht. Denn von den freieren Wellenbewegungen innerhalb von Gasmassen und besonders an einer Grenzfläche zwischen strömenden Gasschichten verschiedener Geschwindigkeit oder verschiedener Richtung ist dann eine günstige Aussicht eröffnet, jene Periode als ein Vielfaches der Schusterschen Periode von 4,76 Jahren, der Sonnentätigkeit, zu erweisen.

(Eingegangen 21. Dezember 1909.)

Zur Frage der Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Von A. Ansel.

In dieser Zeitschr. **10**, 962, 1909 entwickelt Herr Heinrich Wehner eine Theorie, der zufolge die daselbst behauptete Wanderung der seismischen und vulkanischen Erregungsursachen nach West auf einer Relativbewegung des starren Erdkernes gegen den umgebenden Mantel beruhen soll. Eine Bestätigung für die behauptete Wanderung findet Herr Wehner in dem Kumulieren der z. B. für das Jahr 1910 als abgewandert errechneten Punkte, deren einzelne Gruppen gewissermaßen die Abbildungen der supponierten Störungsursachen repräsentieren sollen.

Indessen kann die Eigenschaft des Kumulierens der transformierten Punkte weder die Richtigkeit der axiomatisch festgesetzten Periode beweisen, noch überhaupt eine bestimmte Aussage über die Wanderung der Störungsursachen vermitteln, denn es läßt sich zeigen, daß, um Häufungen der transformierten Punkte nach einzelnen Gruppen zu erzielen, sehr viele Perioden zu Gebote stehen und, da keine in den Beobachtungen selbst begründet werden kann, ist keine vor der andern ausgezeichnet, auch die Periode von 952 Jahren nicht. Selbst wenn man eine entgegengesetzte Wanderung, nach Ost statt nach West, zur Voraussetzung wählt, tritt für bestimmte Wanderungsmaße ebenfalls die besondere Eigenschaft des Kumulierens ein. Die einzelnen Bilder unterscheiden sich nur durch eine andere Anordnung der Punktgruppen und lassen sich in jedem Falle durch entsprechende Annahmen über Zahl und Lage der als Störungszentren dienenden Unebenheiten des starren Kernes zwanglos interpretieren.

Ganz in dem Sinne des in der zitierten Darstellung eingeschlagenen Verfahrens könnte man beispielsweise die Periode von 1900 Jahren wählen, und findet damit eine besonders dichte Häufung der für die gleiche Epoche (1910) errechneten Punkte (Fig. 2); eine Verdoppelung jener Periode gibt zu einer Häufung der Punkte nach getrennten Gruppen Anlaß (Fig. 3), und ein ganz ähnliches Ergebnis kommt zustande (Fig. 4), wenn unter Beibehaltung der Periode von ca. 3800 Jahren nunmehr die Wanderungsrichtung umgekehrt wird, entsprechend der Voraussetzung einer etwas größeren statt geringeren Rotationsgeschwindigkeit des starren Erdkernes. Die Existenz mehrerer gesonderter Punktgruppen findet dann ihr Äquivalent in der Annahme einer entsprechenden Anzahl von Störungsursachen.

Vergleichshalber ist unter Abtrennung der ursprünglichen Beobachtungspunkte, die das Bild nur stören, den Figuren diejenige hinzugefügt (Fig. 1), die Herr H. Wehner auf Grund des in dem zitierten Aufsatz wohl mit unbeabsichtigter Genauigkeit angegebenen Wanderungsbetrages von 22′ 41″, 345 p. a. berechnet hat; wie ersichtlich ist das von den abgewanderten Punkten überdeckte Feld in den übrigen Fällen (Fig. 2, 3, 4) wesentlich enger.

Die schon aus den Fig. 1—5 sich ergebende Unbestimmtheit der wichtigsten Merkmale der Wanderung, Geschwindigkeit und Richtung läßt sich mit Hilfe einer anderen Darstellung allge-

mein zum Ausdruck bringen. Gemäß der Behauptung wandern die Störungsursachen, somit auch die sie auf der Erdoberfläche repräsentierenden Bilder, die Punkte bzw. die Punktgruppen, und zwar in der Weise, daß jeder Punkt während der Bewegung seine geographische Breite unverändert beibehält, dagegen erfolgt ein Übergang zu anderen Werten der geographischen Länge entsprechend der von Herrn Wehner aufgestellten Bedingung:

$$\frac{d\lambda}{dt} = v = \text{const},$$

woraus durch Integration die Bahngleichung folgt:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = v\,(t_2 - t_1).$$

Vermöge des Umstandes, daß die Bahnen aller

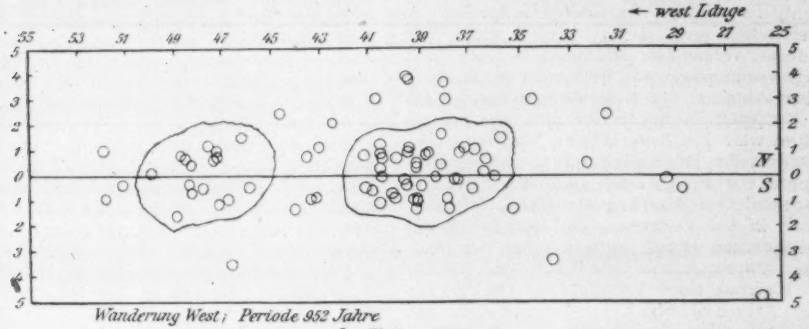


Fig. 1.

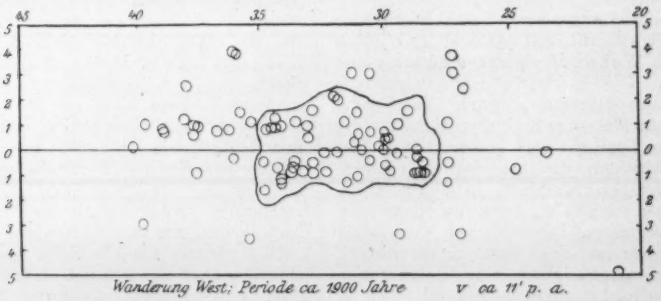


Fig. 2.

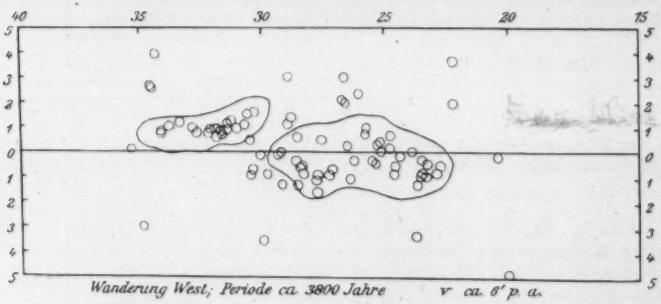


Fig. 3.

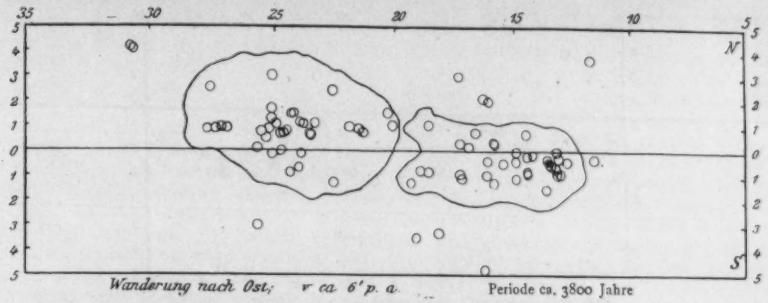


Fig. 4.

Punkte die Meridiane senkrecht schneiden, bedeutet eine Projektion der Punkte auf eine allen gemeinsame geographische Breite, etwa den Äquator, keine Beschränkung des Problems, zumal sie sich ganz in dessen Nachbarschaft befinden; dafür ermöglicht diese Operation den Vorteil einer einfachen und übersichtlichen Darstellung der mannigfaltigen durch die Variation der Geschwindigkeit bedingten Verhältnisse.

Länge und Zeit als Koordinaten genügen jetzt, um die Lage der den Beobachtungen entsprechenden Punkte in einer Ebene festzulegen, bezüglich der Ortsveränderung der Punkte gilt daneben die Bedingung:

$$\frac{\lambda_2-\lambda_1}{t_2-t_1} = v = \text{const.}$$

Mit dem Anfangspunkte des Koordinatensystems in dem Punkte λ_1, t_1 stellt diese Beziehung

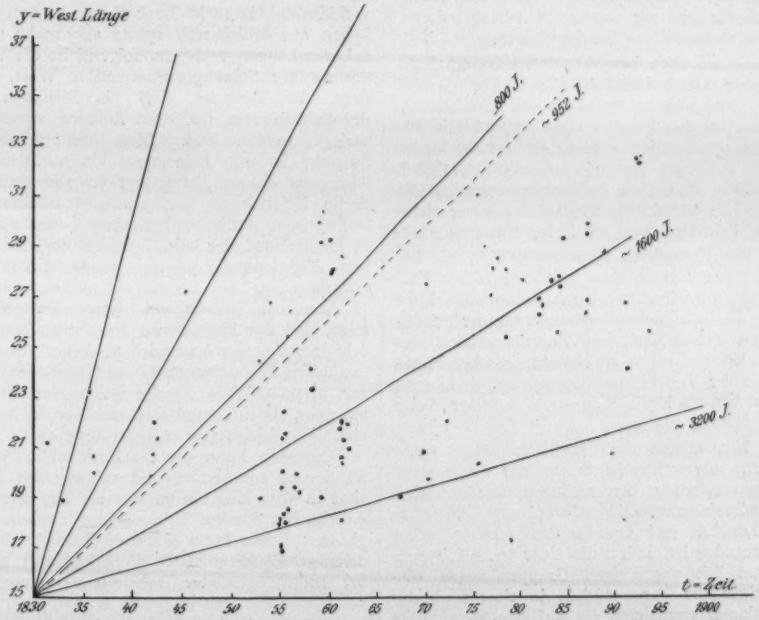


Fig. 5.

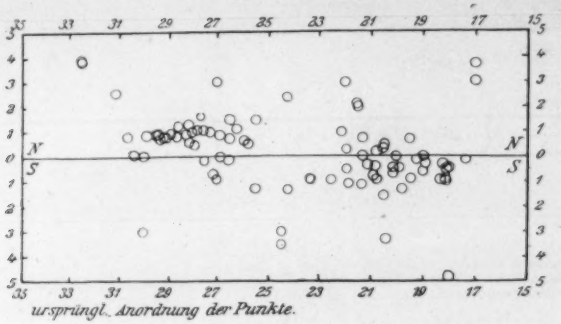


Fig. 6.

bekanntlich eine Gerade, dagegen mit v als Parameter ein Strahlenbüschel durch den Ursprung dar.

In dem Nomogramm (Fig. 6) entsprechen den Tangenten der Neigungswinkel der Strahlen gegen die Abszissenachse die verschiedenen Geschwindigkeiten, bzw. sind jene den gewählten Perioden umgekehrt proportional. Entgegengesetzte Wanderungsrichtung (nach Ost statt West) wäre durch die Ergänzung des Nomogramms nach der Seite der abnehmenden Längen (negativen Ordinaten) zu berücksichtigen.

Es sei noch bemerkt, daß bei einmal gewählter Geschwindigkeit alle Punkte parallel dem zugehörigen Strahl in der Zeichnungsebene um den Zeitintervallen proportionale Beträge transformiert werden; andererseits lassen sich aus dem Nomogramm mit Leichtigkeit Strahlen, also auch Perioden entnehmen, die eine Häufung der Punkte bei der entsprechenden Transformation zur Folge haben würden.

Das Kumulieren kann somit nicht als besonderer Ausdruck eines geophysikalischen Vorganges betrachtet werden; ist jedoch ein solcher wie die behauptete Westwanderung der seismischen und vulkanischen Aktivität wirklich vorhanden, so bleiben die charakteristischen Merkmale der Verschiebung unbestimmt, sie können aus dem vorliegenden Material in keiner Weise erschlossen werden.

Nun könnte doch noch als letzte, wenn auch sehr schwache Stütze der behaupteten Westwanderung hervorgehoben werden, daß bereits eine augenfällige Gruppierung der Punkte durch Zeit und Ort der Beobachtung selbst vorhanden ist, indem die einer wesentlich späteren Zeit angehörigen Gruppen gegen diejenigen der Vergangenheit in einer Richtung verlagert erscheinen, die auf eine Westwanderung der Störungsursachen, wenn auch mit einer anderen Periode (zwischen 900 und 1600 Jahren) hinweist.

Jedoch auch die relative Lage der beiden Hauptgruppen zueinander erweist sich bei Berücksichtigung aller Umstände ungeeignet, die behauptete Westwanderung plausibel zu machen; jene scheinbare Verschiebung der Beobachtungssorte erklärt sich einfach dadurch, daß im Laufe der Zeit eine Verlegung der Seewege nach West stattgefunden hat[1]). Weil früher verhältnismäßig mehr Beobachtungen von Seebeben aus östlicheren, später aus mehr westlicheren Längen vorliegen, folgt nicht die Wanderung der Störungszentren nach West, sondern die Tatsache, daß die Schnittpunkte der Schiffsrouten mit dem Äquator westlicher verlegt worden sind. Diese Verlegung der Seewege ist nun keineswegs ein willkürlicher Akt, sondern ein Erfolg der um die systematische Erforschung der günstigen Schiffahrtsbedingungen verdienten hydrographischen Ämter, in Deutschland der kais. Seewarte, die auf diesem Forschungsgebiet sich große Verdienste erworben hat.

Aus den Ergebnissen dieser Darstellung folgt, daß das Kumulieren der Punkte wesentlich geometrischer Natur ist, abhängig von dem gewählten Wanderungsmaß und weiterhin von der ursprünglichen Konfiguration der Punktgruppen, die in bezug auf die Transformation nicht als gleichwertig zu betrachten sind.

Demnach kann der Nachweis einer Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität in dem Kumulieren der als abgewandert errechneten Punkte keine Stütze finden, ein gleicher Effekt ließe sich mit anderen ebenso axiomatisch festgesetzten Perioden und selbst bei entgegengesetzter Wanderungsrichtung er-

1) Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean. II. Auflage, S. 406.

reichen; außerdem unterliegt die zitierte Beweisführung dem Einwand, daß in der dort angewandten Methode auf die Einseitigkeit der Schiffsroute zu verschiedenen Zeiten keine Rücksicht genommen worden ist.

Soweit der von Herrn Wehner gegebene Nachweis auf das spezielle Tabellenmaterial sich bezieht, ist die behauptete Westwanderung der seismischen und vulkanischen Erregungsursachen hinfällig. Weitere Einwände ließen sich gegen die den Unebenheiten des starren Kernes zugeschriebenen Wirkungen geltend machen; insbesondere ist nicht ersichtlich, weshalb der Druck nur entlang dem Parallel und nicht einem oder mehreren größten Kreisen folgend durch die intermediäre Magmaschicht sich ausbreiten soll, überhaupt wäre bei der geringen Relativgeschwindigkeit ein Ausgleich des Druckes zu erwarten, bevor er zu der ihm zugeschriebenen Wirkung gelangen kann.

Auf die von Herrn Wehner vorgebrachte Theorie näher einzugehen, erscheint bei dem Mangel an Daten über die von ihm angenommenen Dimensionen der einzelnen Teile, Kern, Magmaschicht und Mantel, nicht notwendig. Die Möglichkeit einer Verschiebung der Erdrinde gegen den Kern soll indessen nicht bestritten werden, übrigens ist dieser Gedanke bereits von Kreichgauer ausgesprochen und von ihm zur Erklärung der Eiszeiten herangezogen worden[1]); es mag dahingestellt bleiben, ob die gegenwärtigen Kenntnisse über die Konstitution der Erde ausreichen, die aufgerollte Frage zu entscheiden.

1) Kreichgauer, Äquatorfrage in der Geologie.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 16. Januar 1910.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

Über die Änderung des Emissionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im kurzwelligen Teil des Ultrarot[1]).

Nach gemeinsam mit Herrn E. Hagen ausgeführten Versuchen.

Von H. Rubens[2]).

Vor Jahresfrist habe ich in Cöln über Versuche berichtet[3]), welche Herr E. Hagen und ich unternommen haben, um die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle im langwelligen Teil des ultraroten Spektrums zu ermitteln. Hierbei hatte sich ergeben, daß für die Reststrahlen von Flußspat ($\lambda = 26{,}0\ \mu$) und für diejenigen von Quarz ($\lambda = 8{,}85\ \mu$) die Temperaturkoeffizienten der untersuchten Metalle und Legierungen dieselben Werte besitzen, welche sich unter Zugrundelegung der elektromagnetischen Lichttheorie aus der Änderung des elektrischen Leitvermögens für diese Stoffe berechnen lassen. Die Werte selbst und ihre Änderungen mit der Temperatur ergeben sich nach der Maxwellschen Theorie aus der Formel

$$J = 36{,}5 \sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}},$$

wo J das Emissionsvermögen des betreffenden Materials für die Wellenlänge λ, σ seinen spezifischen Widerstand bedeutet.

Da nun die optischen Temperaturkoeffizienten der Metalle und Legierungen im sichtbaren Gebiet sehr klein sind, wie aus zahlreichen Untersuchungen bekannt ist, so muß sich der Übergang von diesen verschwindend geringen Werten des Temperaturkoeffizienten zu den von uns im langwelligen Spektrum gemessenen hohen Werten in dem zwischen 0,8 und 8,85 μ gelegenen Spektralgebiet vollziehen. Dieses Spektralgebiet haben wir jetzt zum Gegenstand unserer Untersuchung gewählt.

Zunächst ließ sich das Gebiet der zu erwartenden Übergänge ohne Schwierigkeit nach der Seite der langen Wellen um ein weiteres Stück einschränken, indem wir dieselben Messungen, welche wir früher für Reststrahlen von Flußspat (26,0 μ) und für Reststrahlen von Quarz (8,85 μ) angestellt hatten, für die kurzwelligeren Reststrahlen von Kalkspat ($\lambda = 6{,}65\ \mu$) wiederholten. Versuchsanordnung und Apparate waren dieselben, welche wir früher verwendet hatten. Es ergab sich, daß die Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur für die acht untersuchten Metalle und Legierungen im großen und ganzen noch immer dieselbe war, wie für lange Wellen, d. h. nahezu von der durch die obenstehende Formel ausgedrückten Größe.

1) Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Vers. dtsch. Naturf. u. Ärzte in Salzburg, Sept. 1909.

2) Mitteilung aus der Physikalisch-Techn. Reichsanstalt.

3) Diese Zeitschr. 9, 874, 1908; siehe auch Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 10, 710, 1908 und Ber. der Berliner Akademie, S. 478, 1909.

Die Ermittelung der optischen Temperaturkoeffizienten in dem Spektralgebiet zwischen 0,8 und 6 μ bietet erheblich größere Schwierigkeiten, als in dem langwelligeren Spektrum, da in jenem Wellenlängenbereich die Reststrahlenmethode versagt und man die notwendige spektrale Zerlegung mit Hilfe eines Spektrometers bewerkstelligen muß. Diese Art der Zerlegung ist aber mit einem sehr beträchtlichen Energieverlust verbunden, und man ist daher gezwungen, die strahlenden Metalle auf sehr hohe Temperaturen zu erhitzen, wenn man für genauere Messungen genügend große Galvanometerausschläge erzielen will. Man ist aus diesem Grunde in der Auswahl der zu untersuchenden Metalle außerordentlich beschränkt und im wesentlichen auf die Metalle und Legierungen der Platingruppe angewiesen. Innerhalb dieser Gruppe sind reines Platin und die zu den Le Chatelierschen Thermoelementen verwendete Platin-Rhodiumlegierung wegen der Unabhängigkeit ihrer Oberflächenbeschaffenheit von der Temperatur für Emissionsversuche besonders geeignet.

Für diese beiden Materialien haben wir die Isochromaten bei $\lambda = 2\,\mu$, $\lambda = 4\,\mu$ und $\lambda = 6\,\mu$ innerhalb des Temperaturbereichs von 400° bis 1400° C aufgenommen und mit den Isochromaten des schwarzen Körpers verglichen, welche sich aus der Planckschen Formel für die gleichen Wellenlängen ergeben. Hierbei erhielten wir folgende Resultate.

Für $\lambda = 2\,\mu$ war sowohl bei dem reinen Platin wie bei dem Platin-Rhodium die Form der Isochromate mit derjenigen eines schwarzen Körpers identisch. Eine Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur war also hier noch nicht zu bemerken. Dagegen stiegen bei $\lambda = 4\,\mu$ die Isochromaten der untersuchten Metalle mit wachsender Temperatur viel steiler an als die betreffende Isochromate des schwarzen Körpers. Der sich hieraus ergebende Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens erreichte bei dem reinen Platin noch nicht ganz, bei dem Platin-Rhodium dagegen nahezu vollkommen denjenigen Betrag, welchen die obige Formel ergeben würde. Bei $\lambda = 6\,\mu$ endlich zeigten die Isochromaten von reinem Platin sowohl wie von Platin-Rhodium innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler denjenigen Verlauf, welchen man erwarten muß, wenn der Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens den von der elektromagnetischen Lichttheorie geforderten Wert besitzt.

Bei beiden Metallen finden wir also bei 2 μ noch verschwindend geringe „optische", bei 4 μ deutlich erkennbare und bei 6 μ bereits normale „elektrische" Temperaturkoeffizienten.

Wie bereits hervorgehoben wurde, lassen sich Emissionsversuche der beschriebenen Art nur bei wenigen Metallen ausführen. Dagegen ist es uns gelungen, die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens für mehrere Metalle bei verschiedenen Wellenlängen zu messen und dadurch unser Beobachtungsmaterial zu erweitern. Bei Verwendung einer intensiven heißen Strahlungsquelle, z. B. einer Nernstlampe, ist im kurzwelligen Teil des ultraroten Spektrums genügend Energie vorhanden, um genaue Messungen mit der Thermosäule zu ermöglichen, und die Temperaturerhöhung der zu untersuchenden Metalle und Legierungen kann hierbei auf einige hundert Grad beschränkt bleiben. Hier tritt jedoch eine andere Schwierigkeit auf, welche darin besteht, daß die Reflexionsmessungen einen außerordentlich hohen Grad von Genauigkeit erreichen müssen, wenn man aus den sehr geringen Änderungen des Reflexionsvermögens auf die damit verbundenen sehr erheblichen Änderungen des Emissionsvermögens einigermaßen zuverlässige Rückschlüsse ziehen will. Die erforderliche Meßgenauigkeit ist jedoch eine viel geringere, wenn man statt einfacher Reflexion vielfache Spiegelung an der zu untersuchenden Substanz verwendet. Wir verfuhren deshalb in der Weise, daß wir die Strahlung einer Nernstlampe vor dem Eintritt in den Spalt des Spektrometers sechsmal an Spiegeln aus dem zu untersuchenden Metall reflektieren ließen. Die Spiegel befanden sich im Innern eines elektrisch heizbaren Ofens, dessen Temperatur mit Hilfe eines Thermoelements gemessen werden konnte. Es wurden nun Intensitätsmessungen an verschiedenen Stellen des Spektrums vorgenommen, erstens wenn der Ofen sich auf Zimmertemperatur befand, zweitens wenn seine Temperatur auf 200° bis 300° erhöht wurde und drittens wieder bei Zimmertemperatur des Ofens. Bei diesen Messungen war der im Strahlengang befindliche Klappschirm unmittelbar hinter der Nernstlampe eingeschaltet, so daß die Strahlung des Ofens und der heißen Platten keinen Einfluß auf die beobachteten Ausschläge ausüben konnte. Bei der beschriebenen Anordnung ist der an einer bestimmten Stelle des Spektrums gemessene Galvanometerausschlag proportional der sechsten Potenz des Reflexionsvermögens der zu untersuchenden Substanz. Sehr geringe Änderungen des Reflexionsvermögens lassen sich also hier mit großer Genauigkeit messen. Da ferner die Absolutwerte des Reflexionsvermögens für Zimmertemperatur aus unseren früheren Messungen bekannt sind[1]), so kann man mit Hilfe der beschriebenen Ver-

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **11**, 873, 1903.

suche auch die Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur berechnen[1]).

Solche Versuche haben wir mit Spiegeln aus reinem Nickel und aus Konstantan angestellt. Bei dem Konstantan zeigte sich an keiner Stelle des Spektrums eine merkliche Änderung des Reflexionsvermögens mit der Temperatur; es bleibt also bei dieser Legierung auch das Emissionsvermögen konstant, was mit den Forderungen der elektromagnetischen Lichttheorie gut übereinstimmt.

Ganz anders war das Verhalten des Nickels. Hier ergaben sich bei $\lambda = 0{,}78\,\mu$, $1\,\mu$ und $2\,\mu$ außerordentlich kleine Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens; mit zunehmender Wellenlänge aber fing der Temperaturkoeffizient zu wachsen an und erreichte bei $\lambda = 5\,\mu$ einen Wert, welcher nur noch wenig hinter demjenigen zurückbleibt, welcher sich mit Hilfe der obengenannten Gleichung aus den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes herleiten läßt. Aus Widerstandsmessungen mit konstantem Strom ergab sich der Temperaturkoeffizient für das untersuchte Nickel in dem Temperaturbereich von 0^0 bis 300^0 zu 0,00627. Berechnet man aus dem von uns bestimmten Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes, so ergeben sich für die verschiedenen Wellenlängen die folgenden Werte:

Reines Nickel $w_t = w_0(1 + \alpha t)$.

Wellenlänge λ	Temp.-Koeff. α
0,78 μ	0,00000
1,0 „	−0,00003
2,0 „	+0,00010
3,0 „	+0,00056
4,0 „	+0,00165
5,0 „	+0,00518

1) Hierzu ist die Kenntnis der Absolutwerte des Reflexionsvermögens erforderlich, da das Emissionsvermögen $J = 100 - R$ ist.

Diskussion.

Voigt: Ich möchte bemerken, daß nach neuesten in Göttingen angestellten Beobachtungen, die eine ziemliche Sicherheit haben dürften, die optischen Eigenschaften von Quecksilber sich in weitem Umfange allein durch Leitungselektronen darstellen lassen, so daß beim Quecksilber die Annahme gebundener Elektronen bisher gar nicht erforderlich scheint. Hiernach wäre wohl also bei Quecksilber auch ein singuläres Verhalten bezüglich des Temperaturkoeffizienten zu erwarten.

Vortragender: Diese Mitteilung des Herrn Voigt interessiert mich ganz außerordentlich. Gerade beim Quecksilber können wir mit großer Sicherheit sagen, daß es zu denjenigen Metallen gehört, für welche die Beziehung

$$J = 36{,}5\sqrt{\frac{\sigma}{\lambda}}$$

sehr genau erfüllt ist, und bei welchen sich also ein Einfluß gebundener Elektronen im Gebiete langer Wellen nicht bemerkbar macht.

Stark: Ich möchte fragen, bis zu welcher Wellenlänge das angegebene Verhalten des Quecksilbers in Göttingen verfolgt werden kann.

Voigt: Nach meiner Erinnerung bis in die Gegend von 300 $\mu\mu$ und bis dorthin war keine Andeutung einer Wirkung gebundener Elektronen zu finden.

Stark: Das ist allerdings außerordentlich weit. Aber bei noch kleineren Wellenlängen darf man wohl auch beim Quecksilber eine Beeinflussung des optischen Verhaltens durch gebundene Elektronen erwarten.

Rubens: Ich möchte noch hinzufügen, daß der elektrische Temperaturkoeffizient des flüssigen Quecksilbers sehr klein ist, und daß deshalb diese Substanz sich für die vorliegende Untersuchung nicht sehr gut eignet.

(Eingegangen 19. Januar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. In sechs Bänden. Band IV (Dynamik). 3. Auflage. 8. VIII und 422 S. mit 71 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Gebunden M. 10.—, und Band VI (Die wichtigsten Lehren der höheren Dynamik). 8. XII u. 490 S. mit 30 Fig. Ebenda 1910. Gebunden M. 12.—

Das bekannte Föpplsche Lehrbuch war ursprünglich auf vier Bände berechnet. Die neue 3. Auflage, von der die ersten drei Bände im Jahre 1905, ein neuer, fünfter, vor zwei Jahren, der vierte Band (Dynamik) und dessen Erweiterung, Band VI, jetzt erst erschienen sind, stellt sich hinsichtlich der Reichhaltigkeit des Inhalts wie auch nach der Art der Anlage in neuer Gestalt dar. Die Bände 1—3 sind zwar wenig geändert, dagegen ist die Dynamik nunmehr nach der Absicht des Verfassers so geteilt worden, daß Band IV die einfacheren und unbedingt nötigen Sätze, Band VI dagegen die wichtigsten Erweiterungen derselben bringen und auch weitgehenden Ansprüchen genügen soll. Dasselbe Ziel ist auch bei der Festigkeitslehre (Band III und V) erstrebt und dort zweifellos erreicht worden. Von der Dynamik läßt sich dies nicht ohne weiteres behaupten, denn Band IV ist der alten Auflage gegenüber gar zu sehr zerrissen und infolgedessen in einzelnen Teilen zu

ausführlich, in anderen (insbesondere Hydrodynamik) ganz unzureichend, so daß erst im Verein mit Band VI das Werk vollständig wird und da allerdings ein vorzügliches Lehrbuch darstellt. Deshalb soll auch die Besprechung gemeinsam durchgeführt werden.

Zunächst, Band IV betreffend, muß anerkannt werden, daß die Darstellung an vielen Stellen an Klarheit gewonnen hat. In dem ersten Abschnitt, der die Dynamik des materiellen Punktes behandelt, ist ein neuer Paragraph eingeführt worden, in dem als wichtige Beispiele die einfachen ungedämpften Torsionsschwingungen sowie die gekoppelten Schwingungen besprochen werden. Während dann die Ausführungen über die gedämpften Schwingungen, von unwesentlichen Änderungen abgesehen, aus der alten Auflage beibehalten wurden, finden wir Neues im Paragraphen über „Dämpfung durch gewöhnliche Reibung“; es sind da Schwingungen behandelt, die von der Geschwindigkeit nicht abhängen, auch findet sich eine Anregung zu der (bisher noch nicht gefundenen) Lösung dieses Problems bei krummlinigen Schwingungen, Untersuchungen, die auch technisch, z. B. bei genauen Indikatormessungen, von Wert sein können. — Der § 6 der alten Auflage über die erzwungenen Schwingungen ist zwecks besserer Übersicht hier in zwei geteilt worden. Auch wurde eine Betrachtung der „kritischen Geschwindigkeiten“ hinzugefügt, die als unmittelbare Folge der erzwungenen Schwingungen deren technische Wichtigkeit besonders deutlich erkennen läßt. Die früher hier eingeschobene Lehre von der Planetenbewegung wurde durch eine Darstellung des Zweikörperproblems und andere Folgerungen aus dem Gravitationsgesetz ergänzt und in den 6. Band verwiesen. Es folgen drei Paragraphen (über Pendelschwingungen und die Schwingungen auf einer Zykloide), die unverändert übernommen worden sind, wobei nach Ansicht des Referenten die Ausführungen über die Zykloidenschwingungen (13 Seiten) mit Rücksicht auf deren geringe technische Bedeutung wohl hätten gekürzt werden können, während in dem Paragraphen über die „kritischen Geschwindigkeiten“ (5 Seiten) die eingehende Besprechung eines Beispiels (mit Einführung von Dämpfung) vielleicht wünschenswert gewesen wäre. Ein neu hinzugekommener Paragraph über „die Anwendung des Seilpolygons in der Dynamik“ (mit Beispiel) ist als Einführung in die graphische Behandlung der Dynamik zu begrüßen. Der erste Abschnitt schließt mit einer Reihe von ausgeführten Übungsaufgaben, die u. a. auch neue und zum Teil recht verwickelte Beispiele von erzwungenen Schwingungen behandeln.

Die nächsten drei Abschnitte „Dynamik des Punkthaufens“, „Dynamik des starren Körpers“ und „Schwingungen elastischer Körper“ (welche in der alten Auflage nur einen Abschnitt bildeten) sind gegen früher erheblich vermehrt worden. Neu ist zunächst eine kurze allgemeine Besprechung über die Festigkeitsberechnung bei bewegten Körpern, die im Anschluß an das d'Alembertsche Prinzip vorgetragen wird. Unverändert folgen sodann Paragraphen über das physikalische Pendel, die Schwerpunkts- und Flächensätze sowie deren Anwendung auf den Schlickschen Massenausgleich und die Theorie der Turbinen. Der dritte Abschnitt behandelt im wesentlichen die Bewegung eines starren Körpers um einen festen Punkt, und damit die Theorie des Kreisels in zum Teil durchaus neuer Weise; der Vektorenrechnung, die Föppl mit Vorliebe anwendet, ist dieser Abschnitt besonders gut zugänglich, und es wird denn auch der weitgehendste Gebrauch von diesem Hilfsmittel gemacht, ein Umstand, der allerdings dem damit nicht vertrauten Leser das Studium erschweren dürfte. Als Vorzug der alten Auflage gegenüber ist die übersichtlichere Anordnung des Stoffes zu erwähnen. Viele grundlegende Erörterungen und Ableitungen (z. B. die des Trägheitsellipsoides) sind gleich zu Beginn in besonderen Paragraphen behandelt, so daß sie später nicht mehr nachgeholt zu werden brauchen. Das Kreiselproblem ist in den Mittelpunkt der ganzen Untersuchungen gerückt, und wenn seine technische Bedeutung schon in dem Paragraph über „Die Verwendung der Kreiseltheorie in der Praxis“ zum Ausdruck kommt, so bietet der ganze 3. Abschnitt des 6. Bandes eine sehr weitgehende und wertvolle Ergänzung hierzu. Auf 112 Seiten wird hier neben anderen Anwendungen des Kreisels der Schlicksche Schiffskreisel besonders ausführlich behandelt und die Notwendigkeit der Dämpfung (Bremsung) des Kreisels erörtert. Demgegenüber erscheinen die kurzen Bemerkungen über die Wirkung des Kreisels bei erzwungenen Schwingungen des Schiffes im Seegange etwas dürftig; auch hätte die nach Ansicht des Referenten hervorragende Arbeit von Malmström über diesen Gegenstand eine bessere Würdigung verdient. — Neu und interessant ist in diesem Abschnitt auch die Theorie des Kreiselkompasses. Im 4. Bande bringt der letzte Paragraph des dritten Abschnittes, der von der ebenen Bewegung des starren Körpers handelt, als Ergänzung zu den Ausführungen im ersten Bande eine praktische Art der Massenreduktion auf zwei Punkte. Auf diese, schon von Poisson herrührende Methode ist aber nicht erst, wie Föppl annimmt, von Professor Skutsch hingewiesen worden, sondern Prof. Lorenz hat ihre Verwendbarkeit schon in seiner „Dynamik der Kurbelgetriebe“ (1901) erkannt und betont, was hiermit richtig gestellt sei.

Der folgende Abschnitt in Band IV (Lehre von den Schwingungen elastischer Körper) ist erheblich erweitert worden durch Besprechung der allgemeinen Lösung der (Biegungs-)Schwingungsgleichung, ferner der Biegungsschwingungen von Schiffen und der Torsionsschwingungen von langen Wellen, wodurch zweifellos der praktische Wert dieses Abschnittes sehr gestiegen ist. Daß dabei die Rechnungen nur bis zu dem wichtigsten Punkte, der Ermittelung der Schwingungszahl, durchgeführt sind und auf die Betrachtung der Formänderungen selbst (nach Einführung der Zeitbedingungen durch willkürliche Funktionen in der allgemeinen Lösung der partiellen Differentialgleichungen) verzichtet wurde, ist vollkommen berechtigt. Dagegen hätte es dem technischen Standpunkte des Buches gut entsprochen, wenn die bei diesen Problemen stets auftretenden transzendenten Gleichungen eine Lösung auf graphischem Wege, statt durch Probieren gefunden hätten. Dem sonst unverändert gebliebenen Paragraphen über „Die Biegungsschwingungen schnell umlaufender schwanker Wellen“ ist ein kurzer Zusatz beigefügt über eine vereinfachte Bestimmung der „kritischen Geschwindigkeit“ bei Wellen, die mehrere Schwungmassen usw. tragen. Der aus dem vierten Abschnitt der alten Auflage hierher übernommene Paragraph über mechanische Ähnlichkeit und Modelltheorie und eine Reihe von Aufgaben zu den Abschnitten 2, 3, 4 bilden den Abschluß dieses Teiles. Unter den gegen früher um fünf vermehrten Aufgaben behandeln einzelne schon recht schwierige Gebiete der technischen Mechanik und zeigen dem solchen Fällen meist ratlos gegenüberstehenden Anfänger, wie man mit den gewonnenen Hilfsmitteln vorzugehen hat.

Der Abschnitt „Relativbewegung“ ist in Band IV sehr gekürzt worden, insbesondere ist nur eine Ableitung des Satzes von Coriolis in recht anschaulicher Weise gegeben worden. Der Paragraph über die Zusatzkräfte der Relativbewegung mit Anwendungen auf die Seitenabweichung von Geschossen und fallenden Körpern, Einfluß der Erddrehung auf rasch rotierende Schwung-

räder sowie ein paar recht gut gewählte Übungsaufgaben bilden hier den Abschluß. Im ersten Abschnitt von Band VI wird dagegen dieser Gegenstand sehr eingehend behandelt. Insbesondere sind die sechs ersten Paragraphen der Erörterung über die schwierigen Fragen nach dem Wesen der absoluten Bewegung und damit zusammenhängender Begriffe gewidmet. Dabei werden auch die neueren Untersuchungen über die „Gleichzeitigkeit" (Einstein, Minkowski) und die Beziehungen zum Trägheitsgesetz besprochen. Der Rest des Abschnittes ist praktischen Anwendungen gewidmet, unter denen die Pendelschwingungen im rotierenden Raum (Zentrifugalpendel) sowie die Schwingungen von schnell umlaufenden Hängespindeln hervorgehoben werden mögen.

Band VI, zweiter Abschnitt „Bewegungsgleichungen für mehrläufige Verbände", behandelt unter anderem die Gleichungen von Lagrange, das Doppelpendel, rollendes Rad usw. zum Teil in neuer und sehr ausführlicher Weise und leitet damit über zu dem schon besprochenen Abschnitt III (Kreisel), während Abschnitt IV verschiedene Anwendungen enthält: Regulator (Regulierproblem), Pendeln parallel geschalteter Kraftmaschinen und die schon besprochene Planetenbewegung.

Im Gegensatz zu den anderen Bänden des Föpplschen Werkes sind im 6. Bande Zahlenbeispiele sehr selten, auch die Übungsaufgaben fehlen. Es ist das zu bedauern; Verfasser hat jedoch wohl mit Rücksicht auf den Raum diese Beschränkung eintreten lassen müssen.

Die letzten Abschnitte beider Bände handeln von der Hydrodynamik. Während aber im 4. Bande dieser Abschnitt wohl nur als eine Art allgemeiner Einführung in die mathematischen Methoden der Hydrodynamik angesehen werden kann, ist in Band VI die durchaus nötige Erweiterung auf technisch wichtige Aufgaben gegeben. Die im 4. Bande behandelten Lehren (Strömungsgleichungen, Wirbel) werden noch einmal kurz wiederholt, es folgen Anwendungen auf wirbelfreie und Wirbelbewegungen, Flüssigkeitsstrahlen und Wellenbewegungen in einer Reihe von Paragraphen. Neu ist ein Paragraph über Gezeitenwellen, und dann folgt, ebenfalls neu, ein kurzer Abriß der neuen Kreiselradtheorie, wobei die von Lorenz in erfolgreicher Weise eingeführten Zwangsbeschleunigungen entsprechende Würdigung finden. Der für die neue Theorie wichtige grundsätzliche Unterschied in der Auffassung von Lorenz und Prašil (die nur die Benutzung des Zylinderkoordinatensystems gemein haben) ist jedoch von Föppl vielleicht nicht genügend hervorgehoben worden. — Den Schluß bilden die Untersuchungen über zähe Flüssigkeiten einschließlich der Sommerfeldschen Theorie der Schmiermittelreibung und ein Kapitel über Grundwasserströmungen.

Sehen wir von der eingangs bemerkten Zersplitterung in der Anordnung der Bände IV und VI ab, so müssen die beiden Bände zusammen genommen als eine gelungene Erweiterung gegenüber Band IV der früheren Auflage angesehen werden. Sie werden ebenso dem wissenschaftlich gebildeten Ingenieur wie dem für technische Fragen interessierten Gelehrten ein willkommenes Hilfsmittel bieten und sind gleichzeitig ein neuer Beweis dafür, wie sehr die moderne Technik der streng wissenschaftlichen Methoden auch in der Mechanik bedarf, und wie deren gründliche Beherrschung geradezu eine Bedingung für weitere Fortschritte geworden ist.

A. Pröll.

A. Tobler, Elektrische Uhren. Zweite Auflage von Johannes Zacharias. (Elektrotechnische Bibliothek, Band XIII.) kl. 8. XV u. 255 S. mit 120 Abbildungen. Wien, A. Hartlebens Verlag. 1909. M. 3.—

Der Zweck dieses Bandes ist, eine kurze, aber möglichst vollständige Übersicht über die heutigen elektrischen Uhren zu bieten, wobei infolge der mächtigen Entwicklung dieses Gebiets die in der ersten Auflage mit berücksichtigten Feuerwehrtelegraphenanlagen fortgelassen werden mußten. Durch die Reichhaltigkeit, namentlich an Konstruktionszeichnungen, wird das Buch bei vorsichtiger Benutzung recht nützlich sein können, trotz der teilweise sehr bösen Mängel, die am einfachsten durch einige Zitate kenntlich gemacht werden mögen.

Seite 8: „Wie alle irdischen Körper sind auch das Pendel und die Unruhe dem Schweredrucke unterworfen".

Seite 12: „Im Grunde genommen gibt es nur eine Kraft im Weltall, die Energie des Äthers und die daraus entstehende Gravitation. Die verschiedenen Kräfte, welche wir unterscheiden, sind also nur ‚Erscheinungsformen' und gleichen Ursprungs; sie unterscheiden sich vornehmlich durch die Wellenlänge als: chemische Energie, Licht, Wärme usw."

Seite 21: „Der Äther ist nicht ‚reibungslos', wie v. Helmholtz fälschlich annahm, er könnte sonst nicht in Transversalwellen schwingen, die wir ‚Licht' nennen".

Seite 23: „Die Faradayschen ‚Kraftlinien' sind irreführend und die Maxwellschen Rechnungen geben ebensowenig eine Vorstellung, sie gehen gleichfalls von alten Anschauungen aus. Beide geben keinen Aufschluß über die Entstehung der Kraft am Magnet. Der praktische Konstrukteur aber braucht eine Vorstellung dieses Vorganges, wenn er schnell, sicher und richtig arbeiten will. Die Physik hat uns bisher hierüber keine Aufklärung gegeben und konnte sie auch nicht leisten, weil ihr immer noch das Wesen der Gravitation und die einheitliche Naturanschauung fremd sind. Das „Gesetz" der magnetischen Verteilung und des induzierten Magnetismus ist außerdem noch falsch und daher auch vieles andere nicht richtig, was damit zusammenhängt. Wir wollen aber nicht länger mehr uns von einer rückständigen Wissenschaft gängeln lassen und darauf warten, bis man sich dazu bequemt, die veraltete Physik von Grund aus umzugestalten, sondern wir sind schon längst unsere eigenen Wege gegangen, um endlich diesem allgemein schädlichen Forschungs- und Lehrsysteme, das auch wirtschaftlich seit Jahrhunderten höchst schädlich wirkt, ein Ende zu machen".

Seite 208: „Ein dreiteiliger Umschalter gestattet zunächst eine Korrespondenz mit dem Morsetaster, der beim Umschalten denselben außer Tätigkeit setzt".

Seite 210: „Zur Bestimmung der richtigen Zeit beobachtet man an dem Passagefernrohre die Kulmination von Sternen, die möglichst nahe dem Polarsterne liegen, so daß man bei einem Umlaufe zwei Beobachtungen machen kann".

Aber auch rein elementar technische Mißverständnisse sind dem Herausgeber gelungen; in der Abb. 66 auf S. 123 könnte die Schraube S, so wie die Figur gezeichnet ist, nur dazu dienen, die Achse des Hebels AG zu verbiegen oder zu zerbrechen; in der Tat muß sie in der Figur ca. 15 mm senkrecht nach oben gerückt und der entsprechende Fortsatz des Hebels weggeschnitten und durch eine Anschlagfläche am linken Hebelarm ersetzt werden. Historisch unrichtig ist auch, daß das Relais, Abb. 96, nach Angaben von Professor Hecker

(S. 161), der an diesem Mißverständnis ganz unschuldig ist, konstruiert wurde; Ref. hat es nach einem in Greenwich befindlichen Muster bauen lassen, und die konstruktiven Einzelheiten rühren von dem Mechaniker des Geodätischen Instituts in Potsdam, M. Fechner, her. Angesichts solcher Flüchtigkeiten und Unzuverlässigkeiten bedauert Ref. lebhaft, in den Seiten 203—208 selbst einen Beitrag geliefert zu haben; Ref. mußte den vom Herausgeber anfangs vorgelegten Entwurf wegen seiner Unklarheiten und Mißverständnisse durch eine viel ausführlichere, aber dennoch vielleicht allzu knappe Erläuterung ersetzen, die nun obendrein durch sinnentstellende Druckfehler auf S. 206 gelitten hat; da muß es Zeile 15 heißen „Den Strom" statt „Der Strom", und Zeile 18 fehlt nach „Handtaster" ein Komma; Zeile 8 v. u. ist die Arbeitsuhr „*Au*" genannt, in der Skizze, Abb. 117, aber nicht so bezeichnet; es ist „*St* 193"; Seite 207, Zeile 2, ist „strengsten" statt „stärksten" zu lesen, und endlich hatte sich Ref. die Reihenfolge der Skizzen, Abb. 115 und 116, umgekehrt gedacht, sonst hätte im Text erwähnt werden müssen, daß der von Klemme 1 (Abb. 116) horizontal nach rechts abgezweigte Draht sich an den von den Batterien *Be* und *Ke* (Abb. 115) nach links abgehenden anschließen soll. Vielleicht wäre es auch nicht ganz überflüssig zu bemerken, daß mit „*E*" in Abb. 116 und 117 „Erde" gemeint ist, und daß das auf Seite 208 oben erwähnte Kabel in Abb. 117 links oben ohne die im Text benutzte Bezeichnung „*Mg O*" geblieben ist. Die neue Überschrift „Die Chronographen" hat sich nach S. 208 wohl nur verirrt!

B. Wanach.

Otto Mente und Adolf Warschauer, Die Anwendung der Photographie für die archivalische Praxis. (Mitteilungen der K. Preuß. Archivverwaltung. Heft 15.) gr. 8. 28 S. mit 15 Abbildungen auf 8 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1909. geh. M. 1,40

Schwer lesbare oder beschädigte alte Urkunden und Siegel sind oft für Forschungszwecke photographisch zu vervielfältigen. In der kleinen Druckschrift — dem 15. Hefte der Mitteilungen der Kgl. Preuß. Archivverwaltung — geben ein Photochemiker und ein Archivrat ihre Erfahrungen bei solchen Versuchen wieder. Anschaulich ist dargestellt, wie durch zweckentsprechenden Gebrauch nasser Kollodiumplatten und der verschiedenen Arten der Trockenplatte (gewöhnlicher, photomechanischer, orthochromatischer, panchromatischer u. a. m.) je nach dem Zustande des abzubildenden Gegenstandes, durch Anwendung von Farbfiltern, durch besondere Beleuchtung usw. Negative oder, bei geeigneter Anwendung, auch unmittelbar Positive erzielt werden können. Die kurzen und klaren Vorschriften im Verein mit den Angaben über vorhandene Literatur machen das mit 8 Tafeln versehene Büchlein fast unentbehrlich für den, der ähnliche Arbeiten vorhat, bieten manch neue Anregung auch dem im Abbilden von Inschriften und Urkunden Geübten, und fördern die so wünschenswerte Anwendung der Photographie zu wissenschaftlichen Zwecken.

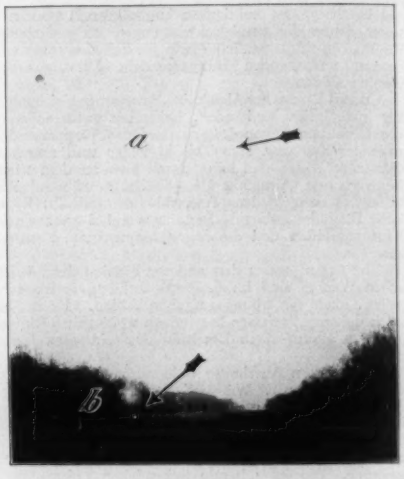
Martin W. Neufeld.

Tagesereignisse.

Ferienkurse in Jena vom 4. bis 17. August 1910. (Für Damen und Herren.) Naturwissenschaftliche Abteilung: Naturphilosophie; Botanik; botanisch-mikroskopisches Praktikum; Zoologie; zoologisches Praktikum; Astronomie; Geologie; Chemie; Physiologie; physiologische Psychologie. Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Berichtigung.

Berichtigung zur Notiz von F. Neesen, diese Zeitschr. **10**, 968, 1909. Die Fig. 1 ist durch die nachstehende zu ersetzen.



Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Otto Steinkopf für Chemie.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Heidelberg Dr. Georg Bredig als ord. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie an das Eidgenössische Polytechnikum in Zürich.

Ernannt: Der Professor der allgemeinen Chemie an der Universität Montpellier Dr. Astre zum Direktor des Chemischen Universitätslaboratoriums daselbst, der a. o. Professor an der Universität Nancy Dr. Edmund Rothé zum ord. Professor der Physik daselbst, Professor Raboul zum a. o. Professor der Physik an der Universität Nancy, der Privatdozent an der Universität Bonn Dr. Georg Schroeter zum ord. Professor der Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Berlin.

Verliehen: Dem Professor der Chemie an der Universität der Breslau Dr. Eduard Buchner und den Professoren der Mathematik an der Universität Berlin Dr. Georg Frobenius und Dr. Friedrich Schottky der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten der pharmazeutischen Chemie an der Universität Marburg Dr. Oskar Keller und dem Dozenten an der Akademie Posen Dr. Emil Woerner der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Physik an der Universität Nancy Dr. René Blondlot.

Gestorben: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Lausanne Dr. Henry Dufour, der Privatdozent für pharmazeutische Chemie an der Universität Turin Dr. Galeazzo Piccinini.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. I (Aufnahme I).

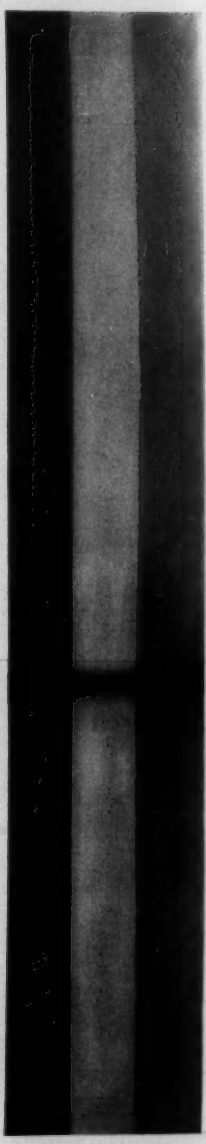


Fig. II (Aufnahme IV).

OBER
COLL
LIBR